

Ciências
ULisboa

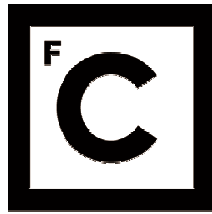
Estabilização de Lasers de Semicondutores de Modos Bloqueados para Metrologia de Distância no Espaço

Doutoramento em Engenharia Física

David Miguel Ventura de Castro Alves

Tese orientada por:
Doutor Manuel Adler Sanchez de Abreu

Documento especialmente elaborado para a obtenção do grau de doutor



**Ciências
ULisboa**

Estabilização de Lasers de Semicondutores de Modos Bloqueados para Metrologia de Distância no Espaço

Doutoramento em Engenharia Física

David Miguel Ventura de Castro Alves

Tese orientada por:
Doutor Manuel Adler Sanchez de Abreu

Júri:

Presidente:

Doutora Margarida Maria Telo da Gama

Vogais:

Doutor José Luís Campos de Oliveira Santos

Doutor Orlando Manuel Neves Duarte Teodoro

Doutor João de Lemos Pinto

Doutor José Manuel de Nunes Vicente e Rebordão

Doutor Manuel Adler Sanchez de Abreu

Documento especialmente elaborado para a obtenção do grau de doutor

Fundos Nacionais através da FCT - 'Fundação para a Ciência e a Tecnologia' através da bolsa de doutoramento ref.^a SFRH/BD/61003/2009

"A principal meta da educação é criar homens que sejam capazes de fazer coisas novas, não simplesmente repetir o que outras gerações já fizeram. Homens que sejam criadores, inventores, descobridores. A segunda meta da educação é formar mentes que estejam em condições de criticar, verificar e não aceitar tudo que a elas se propõe."

Jean Piaget

Agradecimentos

Quero começar por agradecer ao meu Deus e Soberano, Jeová, pelo fim de mais uma etapa na minha vida. Foi um período marcado por acontecimentos marcantes, tais como o nascimento da minha quarta filha, a Daniela, bem como acidentes; como foi o da mota. Um Obrigado que no fim as coisas sempre se resolveram.

Um obrigado à minha família que sempre me apoiou, um obrigado à minha esposa e aos meus filhos, sem deixar de agradecer aos meus pais e ao meu irmão que em tudo sempre pude contar convosco, tal como eu estarei sempre à vossa disposição. Um beijo.

Um agradecimento em especial ao meu orientador, Manuel Abreu, que além de orientador também desempenhou o papel de meu amigo. Pela sua disponibilidade, conhecimento e espírito crítico, sempre me auxiliou com as suas contribuições. Sem elas, a concretização deste trabalho não teria sido possível. Um obrigado ao meu colega e amigo, António Oliveira, pelo apoio quer nas áreas de eletrónica, quer no LabVIEW™, quer pessoais. Também um agradecimento ao Alexandre Cabral por todo o apoio e ajuda em quase todas as áreas, sem esquecer o João P. Coelho e o Fernando Monteiro pela ajuda e opinião, especialmente nas áreas da óptica. E um muito *obrigado* a todos os do meu departamento, quer ao Prof. Rebordão, quer à Catarina Silva, Pedro Santos, Emília Real e todos os outros; somos uma equipa especial.

Agradeço também à Doutora Maria Cataluna que nos cedeu o laser de dupla secção, bem como à equipa do ‘III-V lab’, da Thales, em especial ao Frédéric van Dijk e Mickaël Faugeron, por todo a ajuda em relação do laser de secção única.

E agradecer a todos os outros que, de uma forma direta ou indiretamente, me ajudaram neste trabalho.

A todos, um muitíssimo *Obrigado*

David de Castro Alves

Agradecimentos às Instituições

Este trabalho é financiado por Fundos Nacionais através da FCT - ‘Fundação para a Ciência e a Tecnologia’ através da bolsa de doutoramento ref.^a SFRH/BD/61003/2009, pelo ‘Laboratório de Óptica e Sistemas’ do ‘Instituto de Astrofísica e Ciências para o Espaço’ e pelo ‘Centro de Astronomia e Astrofísica da Universidade de Lisboa’ da ‘Universidade de Lisboa’.



Este trabalho só foi possível devido à colaboração da ‘Universidade de Dundee’ e pelo laboratório ‘III-V Lab’ da ‘Thales Research and Technology’. Obrigado a ambas as instituições não só pelos lasers fornecidos mas também pelas valiosas contribuições. Um agradecimento pelo estágio de uma semana nas instalações do ‘III-V Lab’, Paris, França.



Índice

1. Prefácio	1
2. Introdução	3
2.1. Sistemas Distribuídos no Espaço.....	7
3. Técnicas de Metrologia de Distância para o Espaço.....	11
4. Varrimento da Frequência dos Impulsos Laser.....	19
4.1. Modo I	21
4.2. Modo II.....	25
4.3. Detetor de Correlação Cruzada	27
4.4. Considerações Tecnológicas	33
4.4.1. Frequência dos Impulsos Laser	33
4.4.2. Gama de Frequência do Trem de Impulsos Laser	34
4.4.3. Estabilidade da Frequência dos Impulsos Laser	35
4.4.4. Duração do Impulso Laser.....	36
4.4.5. Potência Óptica dos Impulsos Laser	38
4.4.6. Comprimento de Onda do Laser.....	38
4.4.7. Coerência do Laser	38
4.4.8. Polarização do Laser.....	38
4.4.9. Frequência de Aquisição do Sistema Metrológico	39
4.5. Síntese das Características	40
5. Lasers Semicondutores de Modos Bloqueados.....	41
5.1. Tipologias dos Lasers de Semicondutores	42
5.2. Lasers de Poços-Quânticos	44
5.3. Lasers de Modos Bloqueados	46
5.3.1. Modos Longitudinais do Laser	47
5.3.2. Teoria de Modos Bloqueados	51
5.3.3. Métodos de Bloqueamento dos Modos.....	55
5.3.3.1. Modo Passivo	55

5.3.3.2.	Modo Ativo	57
5.3.3.3.	Modo Híbrido.....	57
5.3.4.	Métricas de Estabilidade.....	58
5.3.4.1.	Avaliação do Espetro Elétrico.....	58
5.3.4.2.	Avaliação do ‘jitter’ de Impulso.....	60
5.3.4.3.	Avaliação do ‘Allan Deviation’	62
5.3.5.	Técnicas de Estabilização em Frequência do Laser de Modos Bloqueados	64
5.3.5.1.	Modo Híbrido.....	65
5.3.5.2.	Injeção Óptica Contínua.....	66
5.3.5.3.	Dupla Injeção Óptica Contínua	67
5.3.5.4.	Realimentação Optoelectrónica.....	68
5.3.5.5.	Realimentação Óptica	69
5.3.5.6.	Malha de Captura de Fase	70
5.3.5.7.	Síntese	71
6.	Resultados de Estabilização	73
6.1.	VECSEL.....	73
6.1.1.	Projeto Óptico.....	75
6.1.2.	Montagem do VECSEL.....	76
6.1.3.	Resultados.....	79
6.1.4.	Conclusões.....	81
6.2.	Laser de Díodo de Secção Dupla	83
6.2.1.	Heterodinagem	85
6.2.2.	Resultados.....	88
6.2.2.1.	Caraterização Óptica e Elétrica	88
6.2.2.2.	Montagem Experimental	91
6.2.2.3.	Correlação	95
6.2.2.4.	Caraterização do Laser em Modo Híbrido	98
6.2.2.5.	Estudo para Utilização de um PLL na Estabilização.....	100
6.2.3.	Conclusões.....	105
6.3.	Laser de Modos Bloqueados de Secção Única.....	107
6.3.1.	Montagem.....	109
6.3.2.	Resultados.....	115
6.3.2.1.	Influência da Temperatura sobre a Frequência do Trem de Impulsos.....	116
6.3.2.2.	Influência da Corrente sobre a Estabilidade do Laser	118
6.3.2.3.	Modo Híbrido do Laser	120
6.3.2.3.1.	Dependência com a Temperatura.....	124
6.3.2.3.2.	Dependência com a Potência da Fonte de RF	125

6.3.2.4.	Influência da Estabilidade RF sobre o Laser	127
6.3.2.5.	Variação do Comprimento de Onda em Modo Híbrido	130
6.3.2.6.	Estabilização por Meio de Realimentação Óptica	132
6.3.3.	Montagem Experimental Visando o Sistema Metrológico	135
6.3.3.1.	Montagem	135
6.3.3.2.	Autocorrelação	138
6.3.3.3.	Variação da Frequência do Trem de Impulsos	139
6.4.	Conclusões dos Resultados de Estabilização	142
7.	Aplicação do Laser de Modos Bloqueados ao Sistema de Varrimento da Frequência dos Impulsos.....	143
7.1.1.	Montagem.....	143
7.1.2.	Modo I.....	144
7.1.3.	Modo II.....	146
7.2.	Conclusões.....	149
8.	Conclusão Geral.....	151
8.1.	Trabalho Futuro	154
9.	Bibliografia	155

Anexo I - Detetor de correlação cruzada

1.	Absorção de Dois Fotões.....	Anexo I – Pág. 2
2.	Cristais de 2ª Harmónica	Anexo I – Pág. 3
2.1.	Cálculo da eficiência do cristal de 2ª harmónica	Anexo I - Pág. 8
3.	Grau de Polarização	Anexo I - Pág. 9
3.1.	Funcionamento do Polarímetro	Anexo I - Pág. 10
4.	Conclusões	Anexo I - Pág. 12
5.	Bibliografia	Anexo I - Pág. 12

Anexo II – Software

1.	Programação Orientado por Eventos.....	Anexo II - Pág. 1
2.	Programa de Aquisição de Dados	Anexo II - Pág. 4
2.1.	Semáforo.....	Anexo II - Pág. 4

2.2. Escrita e Leitura de ficheiros XML.....	Anexo II - Pág. 5
2.2.1. Controlo da temperatura do Laser	Anexo II - Pág. 7
3. Enumeração das Rotinas.....	Anexo II - Pág. 7

Acrónimos e Siglas

AGC	Automatic Gain Control (Controlo Automático de Ganho)
AM	Amplitude Modelada
CDO	Comprimento De Onda
DBR.....	Distributed Bragg Reflector
DFB	Distributed FeedBack
DOP.....	Degree Of Polarization (Grau de Polarização)
ESA	European Space Agency (Agência Espacial Europeia)
FCUL.....	Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa
FTIL	Frequência do Trem de Impulsos do Laser
FWHM	Full width at half maximum (Largura a meia altura)
GVM	Group Velocity Mismatch
IEM	Interferência Eletromagnética
LOLS.....	Laboratório de Óptica, Lasers e Sistemas
$\mathcal{L}(f)$	'jitter' de fase
MB	Modos Bloqueados
MIXSEL.....	Mode-locked Integrated eXternal-cavity Surface Emitting Laser
MLLD	Mode-Locked Laser Diode
NLO.....	Non-Linear Optic (Óptica Não Linear)
OPD.....	Optical Path Difference
PID	Proporcional-Integral-Diferencial
PRF.....	Pulse Repetition Frequency
RF.....	Radio Frequência
PLL.....	Phase-lock loop (Malha de Captura de Fase)
PMT.....	Photo Multiplier Tube
SHG.....	Second Harmonic Generator
SNR.....	Razão Sinal/Ruído (signal to noise ratio)

SWaP..... Size, Weight and Power
TEC Thermo-Electric Cooler
TPA Two-Photon Absorption
VIPA Virtually Imaged Phased Array

Resumo

Nas atividades Aeroespaciais, existem diversas missões que requerem a operação de várias plataformas em formação de voo e em que a posição relativa dos diversos satélites tem de ser conhecida. Para isso são necessários sistemas de metrologia de distância absoluta e elevada exatidão, capazes de operar no ambiente hostil do Espaço. Existem diversas soluções baseadas em lasers que cumprem esse requisito. Os lasers que constituem esses sistemas são, na sua maioria, baseado em cristais como Nd:YAG NPRO. Embora sejam soluções bastantes robustas e com um grau de maturidade tecnológica elevado, são volumosos, relativamente pesados e com consumos relativamente elevados.

Os sistemas de metrologia de elevada exatidão, em particular em todas as técnicas de medição de distância, dependem em absoluto da estabilidade de algumas características fundamentais das fontes laser, nomeadamente a sua frequência óptica, potência e frequência de repetição de impulsos.

No contexto dos sistemas de metrologia de distância para o Espaço, os lasers de semicondutores de modos bloqueados apresentam algumas características bastante atrativas, tais como a reduzida dimensão, o reduzido peso e o baixo consumo energético. No entanto, estes tipos de laser não apresentam as características de estabilidade, nomeadamente as relativas à frequência de repetição de impulsos, necessárias à implementação de um sistema de metrologia de elevada exatidão.

É objeto desta tese o estudo e desenvolvimento de técnicas de estabilização que permitam implementar um sistema de medição de distâncias absolutas compatível com os requisitos de formação em voo. Neste âmbito, foi estudada a técnica de metrologia baseada no varrimento da frequência do trem de impulsos do laser como base para a demonstração da viabilidade deste tipo de lasers em sistemas de metrologia. A escolha dos dispositivos a estudar resultou da avaliação de um conjunto de parâmetros operacionais definidos pelos requisitos da técnica de medição. O estudo dos processos de estabilização dos dispositivos foi realizado em três tipos de lasers de semicondutores de modos bloqueados, um de emissão vertical e dois de emissão transversal, quer com bombeamento óptico quer com bombeamento elétrico. Em certas situações, verificou-se que o estado da arte em termos do desenvolvimento tecnológico do dispositivo não é compatível com a sua utilização atual, nem num futuro próximo, como fonte emissora

para missões espaciais. Noutras, foi possível implementar um extenso conjunto de montagens experimentais que permitiram medir e avaliar algumas das propriedades mais relevantes para o processo de medida, assim como estudar as técnicas de estabilização mais adequadas para cada caso.

As técnicas de estabilização estudadas tiveram como foco a melhoria do seu espectro de RF, i.e., diminuir o ‘*jitter*’ do trem de impulsos. Do conjunto de técnicas de estabilização conhecidas, nem todas podem ser implementadas em todos os lasers. Foram assim estudadas as técnicas mais relevantes em cada caso e o seu impacto nas características do laser. Tendo em conta os resultados obtidos, foi possível verificar que estes tipos de lasers são compatíveis com a técnica de medição de distâncias absolutas apresentada, quer a nível do modelo teórico, quer a nível experimental, atingindo os níveis de precisão e distância esperados. Os resultados positivos obtidos validam a tese de que os lasers de semicondutores de modos bloqueados reúnem as necessárias condições para serem utilizados em metrologia de distâncias longas e absolutas no Espaço.

Palavras-chave

- ❖ Laser de Modos Bloqueados
- ❖ Estabilização Laser
- ❖ Metrologia de Distância
- ❖ Instrumentação
- ❖ Poço Quântico
- ❖ Fio Quântico
- ❖ Ponto Quântico

Abstract

In aerospace technology, there are several missions that require flying in formation. So, the position between satellites must be known. The ranger finder must be capable of operate in space and determine absolute distances with high precision. There are several solutions that meet this requirement. However, in laser based range finder the most used laser is the solid state laser, specially the Nd:YAG NPRO laser. This laser is very robust, stable and his space technology is mature, however the system significant bulky, heavy and with high power demands.

In the universe of range finder techniques, the high precision is associated on the stability of several laser features like optical frequency, optical power and pulse repetition frequency.

The semiconductors mode-locked laser on the other hand presents a new approach in laser range finder. This type of lasers is lightweight, compact, lower power consumption and low electronic complexity. The drawback of these lasers is the lack of stability.

The goal is this study is increase the laser stability to be used in a high precision ranger finder compatible with flying formation. The pulse repetition frequency sweep range finder technique was being chosen to test the mode-locked laser. In this work it was study three lasers, one from surface emission and two from transversal emission, with optical and electrical pump. The choice of the lasers depends on the assessment of mission key parameters. Sometimes, the state of the art technology is not compatible to be used in a near future as light source for space missions. On the other hand, it is possible to implement the test bed with extensive features to evaluate the main properties of the range finder and the stability techniques.

All the stabilization techniques aim the improvement of the RF spectrum, i.e., lower the laser '*jitter*'. Not all stabilization techniques can be implemented in one type of laser. This study analyse the impact in the laser characteristics due to the implement stabilization techniques. The main characteristics observed are the pulse width, pulse repetition frequency span and stability.

The mode-locked semiconductors lasers have been used in pulse repetition frequency sweep range finder technique with positive results. This results shows that the

mode-locked semiconductor lasers can be used in long and absolute distance measurement in space.

Keywords

- ❖ Mode-locked Laser
- ❖ Laser Stabilization
- ❖ Distance Metrology
- ❖ Instrumentation
- ❖ Quantum-well
- ❖ Quantum-dot
- ❖ Quantum-dash

Lista das Figuras

Figura 1 – Integração de sistemas baseados em laser díodos	4
Figura 2 - Ilustração artística (a) da missão PROBA-3, (b) missão Darwin e (c) da LISA (Copyright: ESA).....	5
Figura 3 – Diagrama das técnicas de metrologia de distância.....	12
Figura 4 – Ilustração do efeito do ruído de amplitude e ‘jitter’ sobre ‘trigger’	13
Figura 5 – (a) Esquema da montagem da TOF CW FM. Sem a montagem no interior da caixa em cinzento refere-se ao sistema sem o comprimento de referência (b) diagrama temporal.	14
Figura 6 – Técnica de metrologia de distância baseada no batimento de duas harmónicas de um pente de frequência do laser MB[7]. (a) Pente de frequências gerado pelo laser MB e (b) esquema da montagem.....	14
Figura 7 – Esquema da montagem do sistema metrológico baseado na interferência de dois comprimentos de onda.	15
Figura 8 – Esquema da técnica de metrologia de distâncias absolutas por multi-comprimentos de ondas, baseada no pente de frequências do laser de modos bloqueados [12].	16
Figura 9 – Esquema de funcionamento da técnica metrológica baseada no ‘Varrimento da Frequência Óptica’	17
Figura 10 – Alcance versus precisão para as diversas técnicas de metrologia de distância	18
Figura 11 – Esquema da montagem da técnica de medida. A montagem física é semelhante ao interferómetro de Michelson, que consiste em uma fonte de laser pulsada, um divisor de feixe e dois espelhos que formam, em cada braço, uma cavidade óptica. Diferentemente do interferómetro, o detetor de correlação cruzada pretende observar, não a interferência dos impulsos, mas sim o seu grau de sobreposição.	20
Figura 12 – Ilustração do resíduo de cada um dos braços do sistema metrológico para três frequências distintas. A fase inicial é igual em todas as situações por causa do divisor de feixe (em termos ilustrativos é nula).	20

Figura 13 – Ilustração do funcionamento da técnica metrológica de distâncias em modo I.....	22
Figura 14 – Diferença de frequências (Δf) necessária para efetuar medições de distância.	23
Figura 15 – Erro na medida em função da distância.	24
Figura 16 – Na figura do topo, representa-se o valor da ambiguidade em função da diferença da frequência, Δf . Resultados do modelo do modo II, para vários valores de Δf , onde se observa claramente o valor da ambiguidade.	26
Figura 17 - Principais geometrias de correlação, (a) geometria não colinear e (b) geometria colinear	28
Figura 18 – Espetro típico de autocorrelação (a) interferométrica e (b) de intensidade.	29
Figura 19 – Frequência fracional máxima necessária para a definição do alcance mínimo no modo I.....	35
Figura 20 – Organograma dos dispositivos laser de semicondutores.....	43
Figura 21 - Esquema da morfologia e a correspondente (esquerda) densidade de estados para os portadores de carga em estruturas semicondutoras para diferentes dimensões: volume (3D), poço quântico (2D), fio quântico (1D) e ponto quântico (0D).....	45
Figura 22 – Ilustração do diagrama de energia de um díodo laser de poços quânticos..	46
Figura 23 – Ilustração das frequências permitidas nos osciladores harmónicos num poço de potencial infinito	47
Figura 24 – Amplitude dos modos do modelo.	49
Figura 25 – Simulação da cavidade laser com 50 modos NÃO bloqueados. Os gráficos na esquerda referem-se ao campo elétrico no interior da cavidade laser. Os gráficos da direita retratam a evolução temporal da intensidade de saída do laser. O intervalo temporal do gráfico inferior é um período da cavidade laser.	50
Figura 26 – Simulação da cavidade laser com 50 modos bloqueados. Os valores do modelo são iguais à figura anterior exceto que nesta simulação os modos se encontram bloqueados. Nos gráficos da evolução temporal da intensidade de saída do laser, a intensidade do impulso é ≈ 300 unidades em contraste com o valor médio de 20 unidades sem acoplamento de modos.....	50

Figura 27 – Espectro óptico de um trem de impulsos com N modos com as fases bloqueadas. No gráfico da esquerda, visto que só existe um modo ($N=1$) obtêm-se a largura de banda do elemento de ganho. Com o aumento do número de modos bloqueados ($N>1$) não só o espectro fica mais estreito como a intensidade aumenta com o quadrado dos modos.	52
Figura 28 – Transformada de Fourier do trem de impulsos [39], [40].....	53
Figura 29 – Esquema de funcionamento do interferômetro f-2f	54
Figura 30 – Esquema típico de um sistema laser estabilizado nas frequências de repetição e de desvio de fase da portadora. [42].....	55
Figura 31 – (a) Comportamento típico do elemento saturável vs (b) comportamento real[43].....	56
Figura 32 – Modelo de formação do impulso com base no elemento saturável	56
Figura 33 – Funcionamento do modo ativo.....	57
Figura 34 – Espectros de RF da frequência do trem de impulso do laser, em modo passivo e em modo híbrido.....	60
Figura 35 – ‘jitter’ de fase	61
Figura 36 – (a) Evolução contínua da frequência fracional ao longo do tempo e em (b) a sua evolução em valores discretos. (c) Média dos valores da frequência fracional no intervalo τ . (d) Série de valores ‘ $y_{i+1}-y_i$ ’ usados para calcular a variância de Allan.	62
Figura 37 – Esquemas típicos de injeção do sinal de RF no laser. (a) Injeção no elemento de ganho ou (b) no elemento saturável.	65
Figura 38 – (A) Cálculo dos impulsos [55] (a) e do seu espectro (b) de um laser semiconductor com PRF de 10 GHz, com baixo ganho, $g_0 = 0,11$. Forma dos impulsos (d) com ganho de $g_0 = 0,5$ e seu espectro. Forma dos impulsos (e) após a injeção óptica ($g_0 = 0,5$) e seu espectro (f). Em (B) é o comparativo do espectro óptico de um laser de modos bloqueados com e sem injeção óptica continua (preto e cinzento, respetivamente). A seta indica o comprimento de onda utilizado na injeção óptica [56].	66
Figura 39 – Geração de dois comprimentos de onda com recurso ao interferômetro de Mach-Zehnder. PC: Controlador de polarização.....	67

Figura 40 – Esquema de dupla injeção óptica com o auxílio do interferómetro de Mach-Zehnder (a) em lasers de fibra [60] e (b) laser semiconductor com modos bloqueados [61] com uma frequência dos impulsos de 427 GHz.....	67
Figura 41 – Esquema típico de realimentação optoelectrónica.	68
Figura 42 – Esquema básico da realimentação óptica.	69
Figura 43 – (a) Circuito básico da malha de captura de fase. (b) Esquema PLL implementado num laser [66].	70
Figura 44 – Fotografias da montagem do VECSEL.....	75
Figura 45 – Esquema da montagem em Z do VECSEL da Reflektron.	76
Figura 46 – Fotografia da montagem do VECSEL.	77
Figura 47 – (a) Comprimento de onda de emissão do VECSEL e (b) largura do impulso medido através do auto-correlador.	78
Figura 48 – (a) Esquema da montagem do auto-correlador baseado na geração da 2ª harmónica. (b) Imagem artística do auto-correlador projetado para esta tese.....	78
Figura 49 – Fotografias do elemento de ganho. (a) Antes de ser utilizado. (b-d) Danos provocados pelo laser de bombeamento. A fotografia (d) realça os danos após a operação normal.	80
Figura 50 – Fotografia do elemento saturável. Observa-se pequenas zonas danificadas. A linha a vermelho representa pontos termicamente afetados durante o alinhamento. .	81
Figura 51 – (a) Estrutura do laser de emissão transversal [73] (b) Imagem dos pontos quânticos do laser, obtida por AFM (fonte: Innolume).....	83
Figura 52 – Evolução da montagem do laser de emissão transversal de dupla secção, (a) quando foi rececionado, (b) montagem com o dissipador de calor e cabo coaxial para a injeção de RF e (c) a montagem na caixa blindada para diminuir a IEM.	85
Figura 53 – Esquema da montagem utilizada para realizar o modo híbrido, com recurso à heterodinagem.....	86
Figura 54 – Fotografia da montagem final de heterodinagem do laser.....	87
Figura 55 – Comportamento do comprimento de onda em função da temperatura.	89

Figura 56 – Curva IVF – A zona mais linear está situada entre os valores de corrente de 80 a 100 mA e valores de tensão de polarização de 5 V e 6 V. A linha branca representa a zona de trabalho escolhida.	90
Figura 57 – Esquema da montagem (a) configurada para auto-correlador e (b) configurada para o sistema metrológico de medidas de distâncias. A linha vermelha representa o trajeto do feixe laser.	92
Figura 58 – Montagem da fibra no braço de medida do sistema de metrologia. Nesta montagem existem três opções para o comprimento de fibra (70 m, 15 m e 3 m).	93
Figura 59 – (a) Esquema da adaptação da correlação não colinear para a colinear e (b) fotografia da montagem do detetor.	94
Figura 60 – Esquema da montagem usada para efetuar medições com o laser de dupla secção, com a mesa de translação no braço de medida para realizar pequenas alterações do percurso óptico.	95
Figura 61 – Espetros de correlação com o sensor baseado no grau de polarização para diversas correntes/frequências do trem de impulsos.	96
Figura 62 – Espectro de autocorrelação do impulso laser baseado no sensor de grau de polarização, DOP.	97
Figura 63 – Evolução do desvio da frequência central do trem de impulsos do laser com o tempo ($F_0 = 4,948$ GHz). Depois de 9 minutos o laser muda de modo passivo para modo híbrido. O gráfico no canto superior direito corresponde à ampliação dos dados.	99
Figura 64 – Estudo da estabilidade ‘ <i>Allan Deviation</i> ’ da frequência do trem de impulsos do laser de dupla secção.	100
Figura 65 – Esquema básico da implementação do PLL.	101
Figura 66 – Esquema do circuito elétrico RF necessário para a implementação da técnica de estabilização PLL. A caixa a verde é o oscilador de 5 GHz e a caixa cinzenta, o circuito de ‘Controlo Automático de Ganho’.	102
Figura 67 – Esquema de blocos do PID analógico da SRS.	103
Figura 68 – (a) Sinal de saída do gerador local de 5 GHz e (b) o espectro de RF do mesmo.	104

Figura 69 – Fotografia da fibra partida a pouca distância do laser.....	105
Figura 70 – Imagens de SEM dos (a) traços-quânticos e (b) da Secção transversal do chip [78].....	107
Figura 71 – Espectro óptico da mistura de quatro ondas.	108
Figura 72 – Esquema simplificado da montagem do laser de modos bloqueados de secção única, com ilustração artística.	109
Figura 73 – Imagem do controlador de temperatura, salienta-se que a temperatura de referência é de 15 °C.	110
Figura 74 – Imagem do VI de controlo da corrente do laser.....	110
Figura 75 – Imagem do VI de controlo da fonte de RF. As opções, na zona central, permitem produzir modulações sinusoidais ou quadradas.	111
Figura 76 – Esquema da aquisição utilizada para a caracterização do laser de secção única.	112
Figura 77 – Fotografia das fibras usadas para coletar radiação do laser. (a) Através do espelho de alta refletividade e (b) pelo espelho de saída.....	112
Figura 78 – Fotografia da montagem do laser de secção única. A fotografia do canto superior esquerdo refere-se ao dispositivo laser visto através do microscópio.....	113
Figura 79 – Fotografia dos equipamentos no exterior da caixa do laser.	114
Figura 80 – Forma do impulso obtido no Laboratório ‘III-V Lab’, em França.	115
Figura 81 – Evolução da frequência dos impulsos laser com a corrente. Em destaque, a ampliação da zona de estabilização.	116
Figura 82 – Evolução da frequência do trem de impulsos ao longo do tempo para três temperaturas.....	117
Figura 83 – Ilustração da distribuição do sinal de referência de 10 MHz da fonte de Rubídio, e o seu nível de ruído.	118
Figura 84 – Curvas de estabilidade do laser para diversas correntes, a temperatura constante.	120
Figura 85 – Evolução do desvio da frequência dos impulsos laser durante ≈12 minutos. Após 5 minutos, o sinal de RF foi injetado no elemento de ganho.	121

Figura 86 – Largura de banda do modo híbrido em função do valor de RF injetado no laser.....	122
Figura 87 – Efeito sobre o espectro de RF do laser com a injeção de RF.....	123
Figura 88 – Evolução do modo híbrido com a temperatura. Os gráficos superiores representam os parâmetros para o laser em modo híbrido, para cada temperatura. Os gráficos inferiores, a largura de banda do modo híbrido.	125
Figura 89 – Evolução do modo híbrido com a potência do sinal de RF. Os gráficos superiores representam, a preto, as condições onde o laser se encontra em modo híbrido e os gráficos inferiores a largura de banda do modo híbrido.....	126
Figura 90 – Compilação de todos os dados de estabilidade do laser com diversos relógios. O gráfico em destaque é a ampliação das curvas de estabilidade entre 10^{-2} e 10^0	129
Figura 91 – Comparação das curvas de estabilidade entre o laser e os osciladores de referência. As áreas preenchidas correspondem às diferenças entre as duas.	130
Figura 92 – Comportamento do comprimento de onda em modo híbrido.	131
Figura 93 – Comportamento da largura a meia altura do comprimento de onda no início e no fim do espectro óptico, respetivamente, em função da frequência de RF para diversas temperaturas. Os triângulos nos gráficos assinalam a região de funcionamento em modo híbrido.....	132
Figura 94 – (a) Esquema de montagem para a estabilização por realimentação óptica. (b) Fotografia da unidade de ajuste do atraso. A mesa de translação X permite ajustar o atraso com que a radiação é injetada na cavidade.	133
Figura 95 – Evolução da estabilidade do laser em função da realimentação óptica. O tempo de voo da cavidade laser encontra-se assinalado pela linha verde.	134
Figura 96 – Montagem experimental com cada braço com polarizações ortogonais...	136
Figura 97 – Descrição da montagem experimental do sistema de metrologia de distâncias. (a) Montagem do expensor de feixe com o retrorrefletor (a cor do feixe é fictícia). (b) Montagem do sistema de metrologia de distâncias.	138

Figura 98 – Resultado da autocorrelação do laser de secção única. A curva a vermelho corresponde ao ajuste dos dados experimentais baseados nos dados de correlação apresentados nas figuras do topo.....	139
Figura 99 – Imagem do programa de controlo da frequência dos impulsos laser. O laser segue a forma de onda com uma estabilidade de $3,5 \times 10^{-10}$. Até aos 6,5 s (650 na escala) a forma de onda solicitada é quadrada, ideal para o modo II. Depois, a forma de onda requerida é sinusoidal, para o modo I.....	140
Figura 100 – Fotografia do analisador de espectro RF, em que na metade inferior do ecrã é visualizado o espectro RF. Na metade superior do ecrã é apresentada a evolução do espectro ao longo do tempo, onde a amplitude do espectro é codificada num padrão de cores. Nesta secção observa-se claramente o padrão sinusoidal exigido pelo programa.	141
Figura 101 – Esquema do sistema de metrologia.....	143
Figura 102 – Fotografia da montagem experimental usada para obter medidas de distâncias com o laser de dupla secção. As setas vermelhas indicam o trajeto óptico.	144
Figura 103 – Espectro típico para modo I (linha azul). A linha vermelha corresponde ao ajuste dos dados experimentais a duas gaussianas. Resultado obtido para o laser em modo passivo (estabilidade $\approx 10^{-6}$). Utilizando as expressões do modo I, obtemos o valor de 50,707 m para o comprimento do braço de medida, com um erro de 150 mm.	145
Figura 104 – Curvas típicas obtidas para o Modo II. Cada cor representa uma frequência dos impulsos laser.....	146
Figura 105 – Análise da sensibilidade do sistema de metrologia. (a) Forma de onda obtida pelo fotodíodo para cada medida, em duas posições distintas. (b) Posição dos picos obtidos por ajuste e (c) Valor médio da posição dos picos e da FTIL. (d) Distância real versus valor medido.....	148

Lista das Tabelas

Tabela 1 – Requisitos das diversas missões em formação de voo _____	9
Tabela 2 – Principais características de cada geometria de correlação _____	31
Tabela 3 – (esquerda) Resultado de autocorrelação interferométrica $S_{qiAC}(\tau)$, a castanho, e autocorrelação de intensidade $S_{intAC}(\tau)$, a cinzento, para (direita) a forma do impulso, com o seu espectro óptico e a sua fase temporal $\Phi_a(t)$. [23] _____	32
Tabela 4 – Síntese das principais características do sistema de metrologia _____	40
Tabela 5 – Resumo das técnicas de estabilização em lasers de semicondutores de modos bloqueados _____	71
Tabela 6 – ABCD matrizes para os elementos ópticos necessários para o VECSEL _	75
Tabela 7 – Dados dos picos de correlação da Figura 61 _____	96
Tabela 8 – Valor médio da frequência do trem de impulsos laser _____	117

1. Prefácio

O principal objetivo deste trabalho foi o de estudar e avaliar fontes de radiação laser alternativas às existentes para aplicações de metrologia de distâncias no espaço. Os lasers normalmente utilizados em aplicações de metrologia de distância no Espaço são de estado sólido, como é o caso do laser Nd:YAG NPRO. É um dispositivo que em termos tecnológicos apresenta já elevada maturidade e permite obter níveis de estabilidade muito elevados. Como alternativa, os lasers de semicondutores de modos bloqueados apresentam algumas vantagens a nível dos seus parâmetros de funcionamento, nomeadamente em questões tão críticas para as missões espaciais, como são os parâmetros de peso, volume e consumo.

O Departamento onde decorreu este trabalho (Laboratório de Óptica, Lasers e Sistemas da FCUL – LOLS) tem um longo historial de avaliação/desenvolvimento e fabrico de equipamentos de metrologia de distância e de sistemas ópticos com aplicação em Astronomia e Espaço. Após um projeto financiado pela ESA para desenvolvimento de um sistema metrológico de distância, utilizando a técnica de varrimento da frequência do trem de impulsos laser, e em que o autor participou ativamente, surgiu a proposta de estudo de lasers que viabilizem esta técnica em todas as suas vertentes.

A dissertação tem assim como tema a utilização de lasers de semicondutores de modos bloqueados em sistemas de metrologia de distância, em que se definem os seguintes objetivos:

Objetivo geral

Avaliação das técnicas de estabilização face aos requisitos da técnica de medida de distâncias absolutas baseado no varrimento de frequência de repetição de impulso.

Objetivos específicos

- Definição dos requisitos tecnológicos da fonte laser associados à técnica de medida;
- Avaliação das propriedades dos laser de semicondutores de modos bloqueados em diferentes condições de operação;
- Desenvolvimento de montagens experimentais para medição das propriedades de emissão dos vários tipos de laser;
- Estudo dos resultados de estabilização e do seu impacto na incerteza associada ao sistema de medição de distâncias absolutas.

2. Introdução

Sistemas de metrologia de distâncias baseados em tecnologia laser são frequentemente utilizados em laboratórios, em institutos de metrologia e na indústria. Aplicações em metrologia como medição de distâncias ou deslocamentos, espectroscopia e detecção remota ativa, entre outras, recorrem a dispositivos baseados em lasers para atingirem exatidões e alcances de medida raramente atingíveis com outras tecnologias. No entanto, em aplicações no Espaço, a utilização de lasers tem ainda sido limitada devido à sensibilidade dos componentes ópticos a ambientes tão austeros.

A ESA tem, precisamente e desde há alguns anos, uma filosofia de R&D de tecnologia dedicada à valorização e desenvolvimento de novos dispositivos que possam vir a atingir, dentro de um prazo relativamente curto, níveis de prontidão tecnológica que permitam a utilização mais alargada das tecnologias laser em missões no Espaço [1].

Áreas tão diversas como: sistemas de observação terrestre com base em tecnologia lidar, sistemas de metrologia de distância de alta exatidão, relógios ópticos, pentes de frequência óptica, lasers ultra estáveis, lasers para arrefecimento e sistemas para interferometria atômica bombeados a laser; merecem a atenção dos peritos da ESA como sendo fatores chave para o desenvolvimento de novos instrumentos, novas missões e, eventualmente, nova Ciência.

Um outro desafio importante diz respeito à necessidade de integração e miniaturização dos sistemas, fazendo jus à regra de ouro de qualquer missão no Espaço – optimização do SWaP (‘Size, Weight and Power’). Embora sendo óbvio este requisito, a solução nem sempre é imediata. De facto, a integração dos sistemas fotónicos e/ou lasers obriga a desafios tremendos, que têm vindo a ser superados com o desenvolvimento de sistemas com base na tecnologia de semicondutores, que permitem atingir níveis de empacotamento, de eficiência e robustez bastante superiores aos das tecnologias de lasers mais tradicionais.

A tecnologia de semicondutores enfrenta desafios e dificuldades para atingir níveis de qualidade e maturidade tecnológica dos congéneres de estado sólido. Questões como estabilidade em frequência e intensidade, níveis de potência, qualidade de feixe e estabilidade de modos são algumas das dificuldades que devem ainda ser ultrapassadas. Neste contexto, têm vindo a ser realizados recentemente estudos patrocinados pela ESA no sentido de avaliar o potencial da solução baseada em semicondutores e a garantir a elevação do grau de maturidade tecnológica.

A título de exemplo, e desde há alguns anos, têm vindo a ser avaliados lasers de díodo de cavidade externa para bombeamento de células de Rubídio e Césio em osciladores elétricos de elevada estabilidade. Também têm vindo a ser avaliados lasers de díodo ultra-estáveis em termos de frequência óptica, com tipologia DBR/DFB, como fontes de referência para relógios ópticos atômicos utilizados, por exemplo, para calibração de espectrógrafos. Tem-se do mesmo modo vindo a avaliar soluções de pentes de frequência óptica baseados em fibra óptica ativa, bombeados por lasers de díodo.

Conclui-se que existe um grande potencial da tecnologia de semicondutores para materializar soluções de sistemas ópticos para o Espaço. A Figura 1 obtida de uma apresentação de Andreas Wicht, do Instituto Ferdinand-Braun em Bremen, no workshop ‘from quantum to cosmos 4’ (2009) [2] é bem elucidativa do desafio referido.

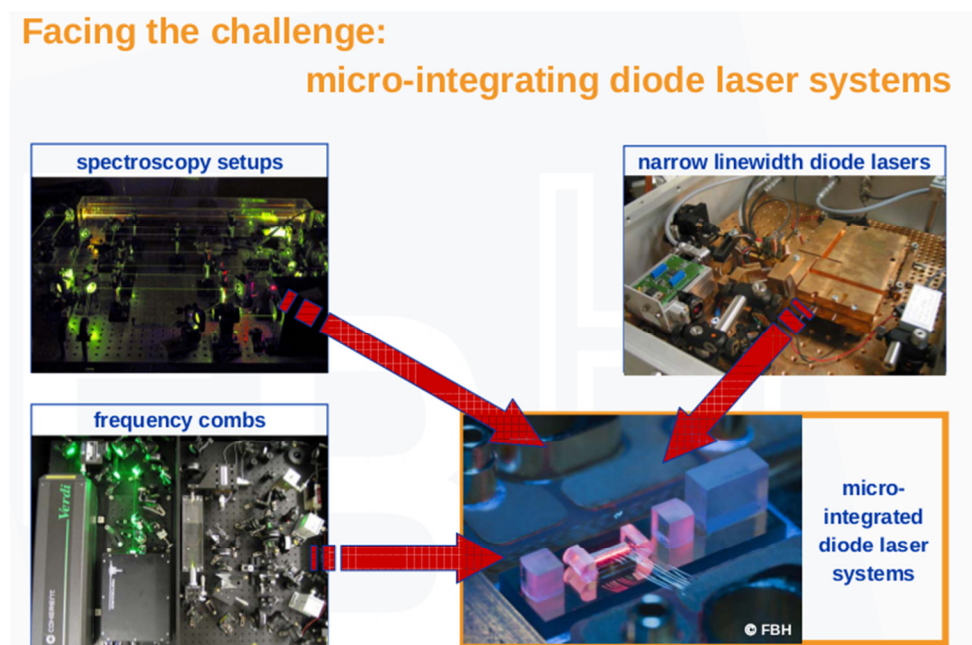


Figura 1 – Integração de sistemas baseados em laser díodos

Uma outra área onde a ESA investiu, em termos de estudos e demonstradores a nível de modelos de engenharia, está relacionada com instrumentos de medição de distância ou ‘ranging’, com particular ênfase em aplicações de missões de formação em voo. Este tipo de missão diz respeito à materialização de determinados instrumentos que são constituídos por duas ou mais aeronaves e cuja função de base é sintetizada pela composição funcional e distribuída dos vários constituintes do instrumento, sejam eles: coronógrafo, sistemas de abertura sintética ou sistemas interferométricos de longo alcance (‘long baseline’). São exemplos destas missões, respetivamente, a Proba 3, lançada em 2015, a missão Darwin (em estudos de Phase A) ou o sistema LISA (atualmente em estudo, com lançamento previsto para a década de 2030). Estes são casos paradigmáticos das missões de formação em voo em que

os sistemas de metrologia de distância são baseados em tecnologia laser, onde a missão tem de medir e controlar distâncias entre naves que podem ir desde a dezena de metros (Proba 3) até a um milhão de km [3] no caso do eLISA, com incertezas muito baixas.

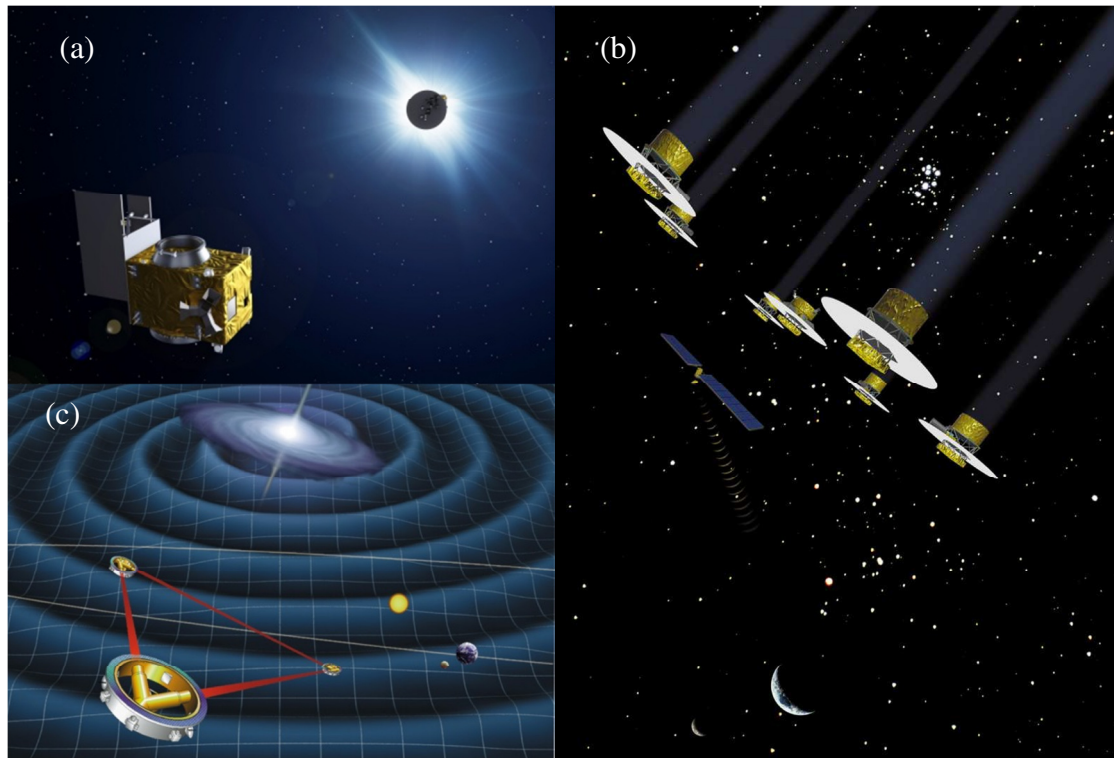


Figura 2 - Ilustração artística (a) da missão PROBA-3, (b) missão Darwin e (c) da LISA (Copyright: ESA)

O Laboratório de Óptica Lasers e Sistemas (LOLS) da FCUL, onde o autor exerce a sua atividade, participou e participa nas missões mencionadas, quer a nível de estudos, quer a nível de implementação de demonstradores tecnológicos de sistemas de metrologia de distância de alta exatidão, baseados em tecnologia laser. Este Laboratório tem assim um longo historial no desenvolvimento deste tipo de sistemas de medição de distância, com capacidades a nível de soluções de instrumentos interferométricos, de tempo de voo, ou de comprimento de onda sintética, baseados em lasers sintonizáveis em frequência.

Outro estudo realizado no LOLS, na sequência de projetos financiados pela ESA, incidiu na avaliação da viabilidade de utilização de lasers de modos bloqueados e de pentes de frequência óptica em sistemas de medição de distância de elevada exatidão, com aplicação em sistemas de formação em voo. Tratava-se de um primeiro estudo, em que foram analisadas, em termos de conceito, as várias técnicas que podem retirar proveito das características particulares dos laser de modos bloqueados e dos pentes de frequência, para sistemas de medição de distância. As conclusões deste estudo, realizado em 2005 e em parceria com outros institutos estrangeiros, permitiram que concluíssemos do grande potencial deste tipo de tecnologia em sistemas de metrologia de elevada exatidão e alcance. Excluiu, no entanto,

qualquer análise de eficiência de tal solução em termos dos requisitos de um instrumento para o Espaço, ou seja, otimizando o fator SWaP.

Na sequência destas atividades, e por iniciativa do LOLS, foi proposto à ESA um estudo (com desenvolvimento de um protótipo demonstrativo) de um sistema baseado em lasers de modos bloqueados em tecnologia de semicondutor, onde se abordaria precisamente o compromisso entre as características dos lasers de modos bloqueados e os seus requisitos de estabilidade necessários para um sistema de metrologia de distância de elevada exatidão. Tratava-se, portanto, de tentar provar, com base numa tecnologia alternativa em termos de emissores laser, que seria possível atingir os requisitos operacionais de um sistema de medição de distâncias absolutas em missões de formação de voo.

Tendo o autor participado também neste projeto, foi natural a continuação do estudo de viabilidade na utilização de lasers díodo de modos bloqueados, analisando mais aprofundadamente as condições de funcionamento dos dispositivos, nomeadamente avaliando várias técnicas de estabilização, fundamentando portanto o tema desta tese e do trabalho que aqui se apresenta.

A abordagem ao tema de estabilização dos lasers díodo de modos bloqueados é feita no contexto de um sistema de metrologia de distância particular, desenvolvido durante o estudo proposto à ESA sobre a utilização destes dispositivos para missões no espaço. Na altura foram definidos um conjunto de requisitos mínimos que permitiriam a operacionalidade do sistema dentro das especificações. O que se fez, e que esta tese trata, foi aprofundar e estudar os detalhes da técnica e verificar as condições de funcionamento do dispositivo de modo optimizado, isto é, garantindo a estabilização requerida (neste caso em frequência de repetição de impulsos).

Para cobrir os tópicos em questão, esta dissertação encontra-se dividida em cinco partes:

1. Mostrar a necessidade de realizar medições de distâncias no Espaço (Capítulo 3);
2. Relatar técnicas de metrologia de distâncias existentes que utilizam os lasers de modos bloqueados (Capítulo 4);
3. Descrição da técnica de metrologia de distância escolhida/desenvolvida para o uso dos lasers de semicondutores de modos bloqueados e estudo dos níveis de estabilização necessários (Capítulo 5);
4. Apresentação dos lasers de modos bloqueados e resultados da estabilização para os lasers estudados (Capítulo 6 e 7);
5. Resultados obtidos dos lasers estabilizados na aplicação de medida (Capítulo 8).

2.1. Sistemas Distribuídos no Espaço

Como foi referido anteriormente, algumas das novas missões para o Espaço, por iniciativa da ESA, NASA ou outras Agências, consideram a utilização de várias aeronaves que voam de forma coordenada e que distribuem entre si funções específicas de um instrumento. De um modo geral, considera-se que estas aeronaves navegam em formação de voo ou em constelação e implementam em conjunto uma funcionalidade que uma única não seria capaz de conseguir. Os sistemas de metrologia laser desempenham aqui uma função muito importante, permitindo medir e controlar distâncias e atitudes relativas com uma exatidão e alcance muito elevados.

Existem de facto muitas aplicações que requerem a operação de múltiplas aeronaves de modo coordenado [4] e em que é necessário controlar e/ou medir rigorosamente as distâncias relativas entre elas. Historicamente, as primeiras missões deste tipo referiam-se a operações de ‘rendez-vous’ e ‘docking’, onde era necessário avaliar com grande precisão a distância entre as duas aeronaves em aproximação. Inicialmente, estes sistemas eram operados manualmente a partir do Espaço ou da Terra. No entanto, a relevância dos sistemas de metrologia é maior para sistemas automatizados em que é necessário garantir as condições de voo numa função distribuída.

É necessário, no entanto, distinguir o termo *constelações de satélites* do de satélites em *formação de voo*. Apesar de, em qualquer dos casos, serem necessários sistemas de metrologia de distância ou angulares para avaliar a localização e atitude relativa entre as aeronaves, no caso das *constelações* a posição relativa entre naves não é controlada, apenas medida, enquanto em *formação em voo* as posições relativas são ativamente controladas.

Apesar do conceito genérico de sistemas distribuídos, em constelação ou em formação de voo, ser relativamente recente, já existe um número bastante elevado de missões ligadas à Astronomia, Comunicações ou à Observação da Terra que implementam esta filosofia de funcionamento. De seguida, é apresentada uma lista de algumas das missões mais relevantes, algumas ainda em estudo, outras já em fase avançada de construção e que são representativas deste tipo de arquitetura de instrumentos:

1. EO-1 (Earth Orbiter-1)
2. GRACE (Gravity Recovery and Climate Experiment)
3. TechSat21 (Technology Satellite of the 21st Century)
4. XEUS (X-Ray Evolving Universe Spectrometer)

5. MAXIM (Micro-Arcsecond X-ray Imaging Mission)
6. LISA (Laser Interferometer Space Antenna)
7. PRISMA (PRecursore IperSpettrale della Missione Applicativa)
8. PROBA-3 (PROject for On-Board Autonomy)
9. Constellation-X
10. TPF (Terrestrial Planet Finder)
12. DS3 (Deep Space 3)
13. DARWIN (Constelação de 4 a 9 aeronaves)
14. SIMBOL X (Formação de voo de 2 satélites)
15. FIMOS (Fire Monitoring Satellite Swarm)
16. ION-F (Ionospheric Observation Nanosatellite Formation)
18. MAGNAS (Magnetic NanoProbe Swarm)
19. Gemini (GPS-based Orbit Estimation and Laser Metrology for Intersatellite Navigation)

As anteriores missões eram de natureza muito diversa, focadas em realizar Ciência, sendo a característica comum a todas o facto de o instrumento ser composto por várias aeronaves que voam de forma coordenada e onde é necessário garantir um conjunto de requisitos associados à distância e atitude relativa extremamente apertados. Foram ou são previstos, em qualquer dos casos, soluções de metrologia baseada em tecnologia laser. A tabela seguinte mostra o conjunto de requisitos de uma amostra de missões de formação de voo:

Tabela 1 – Requisitos das diversas missões em formação de voo

Missão	Lançamento	Órbita	Nº de satélites	Alcance Nominal [m]	Precisão	
					Lateral (X,Y)	Longitudinal (Z)
<i>DARWIN</i>	2028+	L2	4	10-1300	15 μ m	0.9 mm
<i>PROBA-3</i>	2015	HEO (72h)	2	25-250	1 mm	100 m
<i>XEUS</i>	2028+	L2	2	0.5-3 Lateral 35 Longitudinal	0.15 mm	0.1 mm
<i>Symbol-X</i>	?	HEO (4d)	2	20 (100)	5 mm	30 mm
<i>MAX</i>	?	HEO / L2	2	80-90	1 mm	10 mm

HEO - órbita elíptica alta

É de referir, no entanto, que os sistemas ópticos co-existem com os sistemas metrológicos baseados em tecnologia de RF. De forma geral, os sistemas de radiofrequência possuem incertezas em termos de posicionamento da ordem do milímetro (ou, na maioria de casos, na ordem do centímetro) mas a sua utilização é, principalmente, nas fases de manobra ou nas situações em que é preciso manter o posicionamento relativo das naves dentro da estrutura da formação, onde a sua precisão é suficiente.

Em tecnologia de RF, o conhecimento real das distâncias e atitudes relativas é claramente menor (abaixo do milímetro e do minuto de arco), sobretudo nas missões de astrometria e interferometria no visível e/ou infravermelho (com ou sem formação de imagem), apesar da incerteza no posicionamento ainda poder ser a mesma. Nestes casos, apenas sensores ópticos e interferómetros laser podem fornecer esta informação com a exatidão requerida [4].

3. Técnicas de Metrologia de Distância para o Espaço

Os sistemas de metrologia de distâncias entre veículos espaciais têm requisitos específicos inerentes à própria missão, quer em termos de alcance e de exatidão nas medições, quer em constrangimentos críticos por serem sistemas que têm que operar em condições muito particulares. Já se referiu que estes sistemas têm normalmente limitações em termos de volume, consumo e peso. Devem também ser compatíveis com operação em vácuo, com eventuais oscilações térmicas e resistentes a diferentes tipos e graus de radiação cósmica.

Não é objeto desta tese fazer a validação de compatibilidade em termos dos requisitos para missões no Espaço para os sistemas metrológicos e para a fonte laser envolvida, sendo este um tópico para trabalho futuro. É feita sim, uma análise em termos de requisitos operacionais do sistema metrológico face aos requisitos genéricos para missões de formação em voo.

Neste contexto, é apresentado de seguida o estado da arte de diversas tecnologias de medida de distância com potencial de solução para este caso particular.

Em termos de técnicas de metrologia de distância, para aplicações no Espaço salientam-se três grandes grupos, a saber, o tempo de voo (TOF), triangulação e interferometria. Em qualquer dos casos, e sendo técnicas ativas, o recurso a fontes laser é normalmente a solução mais adotada, sobretudo tendo em conta o nível de exatidão na medida que se pretende. A utilização de lasers de modos bloqueados é relativamente recente, não havendo ainda sistemas operacionais com este tipo de fontes.

Em termos gerais, a técnica de metrologia baseada em triangulação permite efetuar medições de distâncias até às centenas de metros, no entanto, é, de todas, a que possui menor precisão, somente de milímetros [5].

As técnicas de metrologia de distância onde o conceito de tempo de voo é empregado, são técnicas de medida absoluta sendo a sua precisão baixa (milímetros). Existem métodos para aumentar a sua precisão, diminuindo-a para sub-milímetro a longas distâncias, contudo, em detrimento da simplicidade, i.e., com o recurso a maior grau de complexidade.

A interferometria, como o nome indica, utiliza o fenómeno de interferência óptica para obter medidas de distância com extrema precisão; na ordem de frações de comprimento de onda da radiação (nanómetro). É uma técnica inerentemente ambígua, e portanto, tem limitações para grandes distâncias, mesmo utilizando técnicas de remoção da ambiguidade

(geralmente com recurso a outros métodos, nomeadamente de tempo de voo ou múltiplos comprimentos de onda).

Na Figura 3 está representado um diagrama dos três conceitos de medida, juntamente com as várias técnicas existentes baseadas nos princípios de funcionamento de cada um dos grandes grupos.



Figura 3 – Diagrama das técnicas de metrologia de distância

Em termos da técnica de tempo de voo existem duas subcategorias, baseadas no método de medição do tempo de viagem do impulso ou na diferença de fase. No método do impulso, este é curto e intenso, sendo emitido pelo instrumento. Viajando até ao alvo onde é refletido, cobrindo o dobro da distância que separa os dois satélites. Sabendo a velocidade de propagação do impulso, determina-se a distância do alvo.

As principais fontes de imprecisão estão relacionadas com o ruído de ‘*jitter*’ do impulso, ‘walk’, não-linearidades e deriva (drift); sendo o ruído de ‘*jitter*’ o que apresenta maior peso. A Figura 4 ilustra o efeito sobre o ‘trigger’ devido ao ruído de ‘*jitter*’, ruído de amplitude. O ruído associado ao ‘*jitter*’, que se pode representar como uma variação no período de repetição dos impulsos é proporcional ao ruído de amplitude mas é inversamente

proporcional ao tempo de subida, no momento em que se efetua o ‘trigger’[5]. O ‘walk’ está relacionado com as variações na amplitude e na forma do impulso. Estas variações também contribuem para a incerteza na determinação temporal do impulso de retorno.

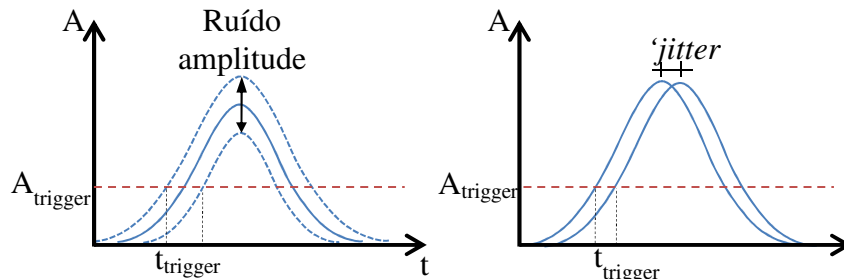


Figura 4 – Ilustração do efeito do ruído de amplitude e ‘jitter’ sobre ‘trigger’

Um componente crítico num sistema de medida por tempo de voo é o discriminador. Este componente tem como função sinalizar a receção do impulso óptico e enviar um sinal para o contador parar a contagem. A deteção da receção está associada à amplitude do sinal, quando o valor da amplitude do fotodíodo ultrapassa um certo limiar, A_{trigger} , a saída ‘trigger’ muda de estado lógico. O ruído associado ao ‘jitter’ e ao ‘walk’ alteram as condições de comparação deste limiar, induzindo a erros na temporização que se reproduzem numa maior incerteza na medição da distância. Existem técnicas/equipamentos para mitigar este problema, como por exemplo um discriminador que realiza o ‘trigger’ não à amplitude mas sim à percentagem do máximo do sinal.

Na metrologia de tempo de voo por diferença de fase destaca-se a técnica de tempo de voo por onda contínua e frequência modulada, em inglês ‘Frequency-Modulated Continuous Wave’ (TOF CW FM) e que permite, teoricamente, obter medidas de quilómetros sem ambiguidade e com precisões de micrómetros [6], [7]. O funcionamento da técnica consiste em enviar um feixe contínuo mas de frequência modulada. A Figura 5 mostra o esquema de montagem (a) juntamente com o diagrama temporal (b). A sua limitação reside no comprimento de coerência do laser e do ruído de fase que ocorre na modulação a altas frequências. Na prática, os requisitos de largura de banda e SNR no recetor para realizar o varrimento em frequência e sua linearidade, têm como consequência um elevado grau de complexidade [5]–[7].

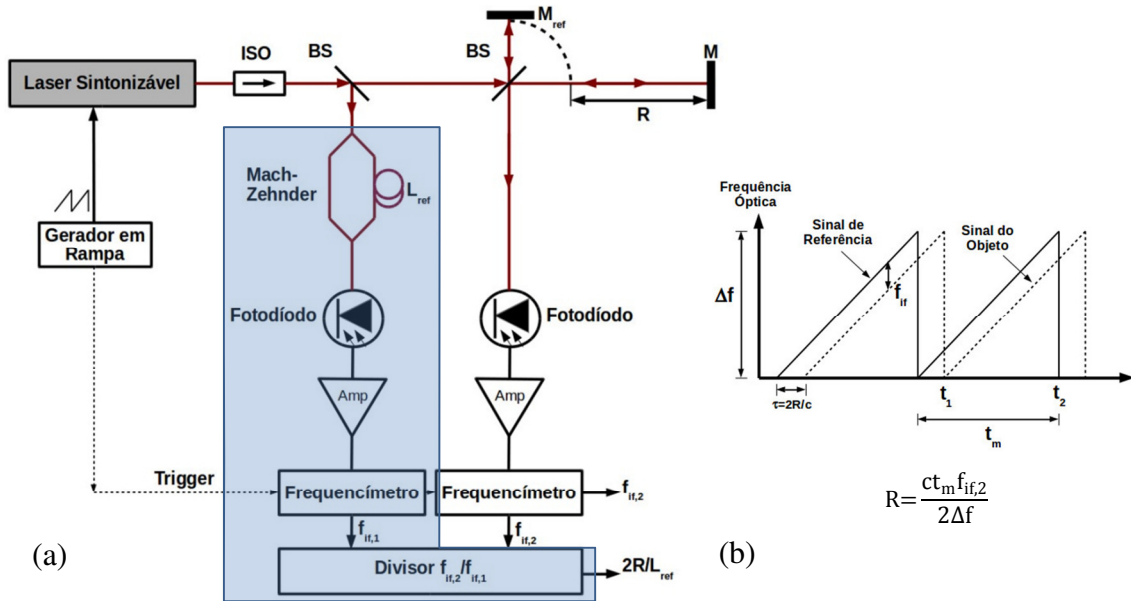


Figura 5 – (a) Esquema da montagem da TOF CW FM. Sem a montagem no interior da caixa em cinzento refere-se ao sistema sem o comprimento de referência (b) diagrama temporal.

Outra técnica de tempo de voo é o batimento de duas harmônicas [8] de um pente de frequências de um laser de modos bloqueados (MB). A emissão de um laser de modos bloqueados é uma série de impulsos. A transformada de Fourier da série de impulsos, i.e., o seu espectro óptico, consiste em uma série de picos igualmente separados em frequência óptica. A separação entre os picos é dada pela frequência do trem de impulsos do laser. A Figura 6(a) ilustra o pente de frequências gerado pelo laser MB.

No caso apresentado na figura, a técnica utiliza o batimento de duas frequências do laser de modos bloqueados. Esse batimento situa-se nos 50 MHz. Analisando a fase entre a frequência do batimento e a frequência fundamental é possível extrair a distância. A Figura 6(b) apresenta o esquema de montagem da técnica. Experimentalmente o sistema já foi testado para uma distância de 240 m com um erro na ordem dos 0,2 mm [9].

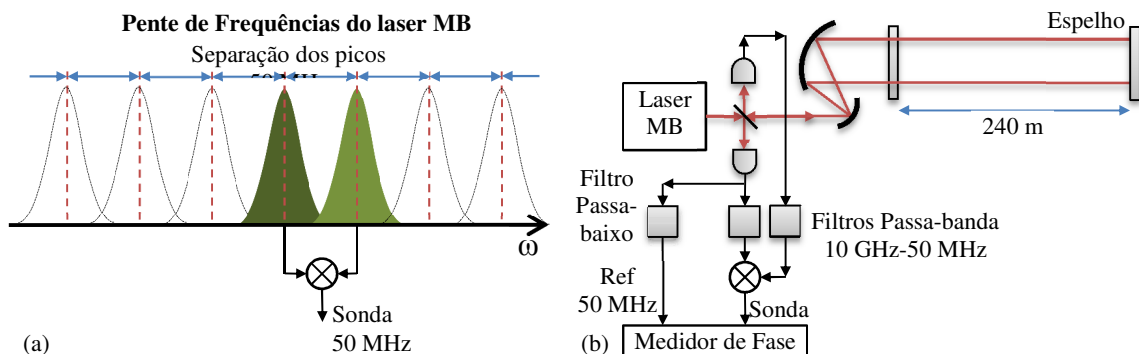


Figura 6 – Técnica de metrologia de distância baseada no batimento de duas harmônicas de um pente de frequência do laser MB[8]. (a) Pente de frequências gerado pelo laser MB e (b) esquema da montagem

As técnicas metrológicas baseadas em interferometria possuem inerentemente elevadas precisões mas com alcances moderados devido a estarem limitadas ao comprimento

de coerência do laser. Complementarmente apresentam ambiguidade, sendo que esta pode ser removida pelo uso de vários comprimentos de onda (Multiple Wavelength Interferometry - MWI) ou através do varrimento da frequência óptica (Frequency Sweeping Interferometry – FSI, que se baseia no conceito de comprimento de onda sintético, que é gerado em ambos os casos, muito maior que o comprimento de onda da portadora. A precisão final depende da exatidão nas medidas da fase da onda sintética.

A técnica de interferometria com recurso a vários comprimentos de onda [10]–[12] necessita que estes estejam estabilizados entre si para que a onda sintética seja estável. Para os dois comprimentos de onda, λ_1 e λ_2 , as suas fases, $\Delta\phi_1$ e $\Delta\phi_2$, são dadas por:

$$\Delta\phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} OPD \quad \Delta\phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} OPD \quad \text{Equação 1}$$

onde OPD é a diferença do caminho óptico no interferómetro. A diferença entre as fases resulta:

$$\Delta\phi_{12} = \Delta\phi_1 - \Delta\phi_2 = 2\pi \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) OPD = \frac{2\pi}{\Lambda} OPD \quad \text{Equação 2}$$

onde Λ é a diferença dos inversos dos CDO. Combinando esta técnica com a deteção heterodina é possível usar em simultâneo os dois comprimentos de onda. Na Figura 7 encontra-se o esquema de montagem onde se emprega essa combinação. Genericamente existem três unidades funcionais; a unidade de emissão de radiação, a unidade de análise de fase e o interferómetro.

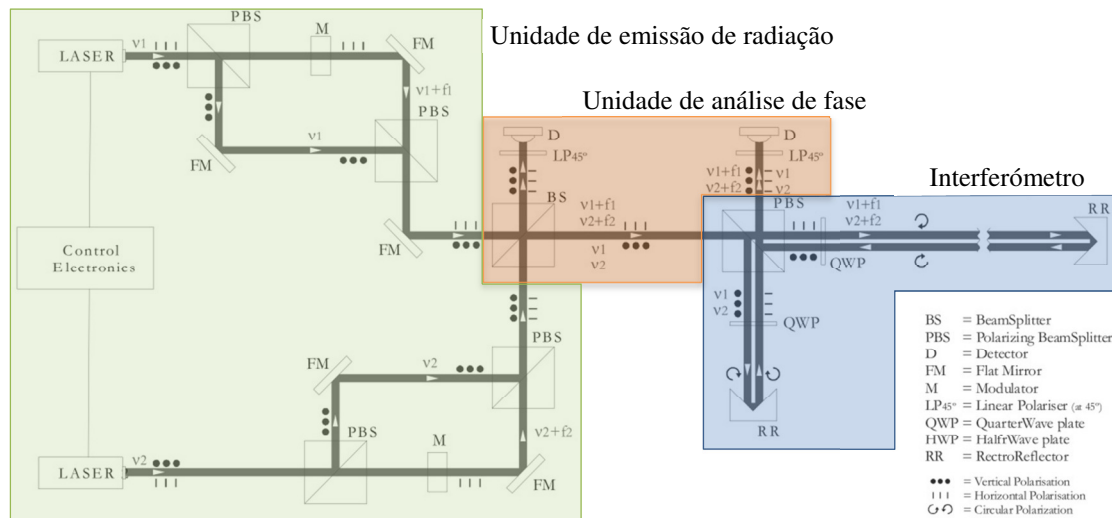


Figura 7 – Esquema da montagem do sistema metrológico baseado na interferência de dois comprimentos de onda.

Com o aparecimento dos lasers de modos bloqueados, com o seu pente de frequências largo e bem definido, é possível utilizar diversos comprimentos de ondas do pente na formação de ondas sintéticas [11]. A Figura 8 mostra o esquema de funcionamento da técnica

que recorre ao pente de frequências do laser de modos bloqueados para metrologia absoluta de distâncias [13].

É uma técnica interferométrica em que a inovação reside no seu detetor, VIPA^I, que possui elevada potência de dispersão quando comparado com os outros elementos dispersivos, como sejam redes de difração ou prismas. Além desta característica, a sua transmissão é aproximadamente 100%. Este detetor, que é uma versão modificada do interferómetro de Fabry-Perot, consiste em uma lente cilíndrica onde a radiação é focada numa lâmina de faces paralelas. Esta lâmina possui em uma das faces uma camada refletora ($\approx 100\%$), exceto numa pequena zona para entrada do feixe, e a outra face, a de saída, é parcialmente refletora ($>95\%$). A dispersão angular é conseguida através das múltiplas interferências do feixe, homodinagem, e desta realizar uma desmultiplexagem dos diversos comprimentos de onda que constituem o impulso laser [14], [15]. A dispersão horizontal é produzida pela rede de dispersão. O padrão de franjas, a duas dimensões, é capturado por uma câmara, sendo este uma combinação entre interferometria espectral e homodinagem entre os comprimentos de ondas disponíveis no pente de frequências. O comprimento do braço de medida é proporcional à frequência da onda sinusoidal existente no padrão.

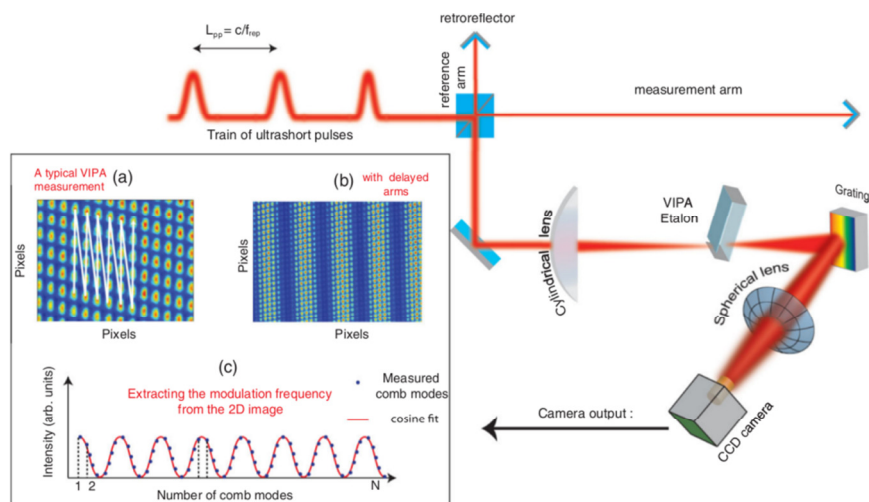


Figura 8 – Esquema da técnica de metrologia de distâncias absolutas por multi-comprimentos de ondas, baseada no pente de frequências do laser de modos bloqueados [13].

Ao invés de utilizar diversos comprimentos de onda discretos, o sistema de metrologia por varrimento da frequência óptica, em inglês ‘Frequency-Sweeping Interferometry’ (FSI), efetua um varrimento do comprimento de onda. Embora esta técnica seja conhecida desde os anos 80 [16], só com o avanço dos lasers sintonizáveis e os lasers de diodo de cavidade externa, é que foi devidamente estudada. Foi realizado no LOLS um estudo mais profundo,

^I ‘VIPA’ são as siglas de ‘Virtually Imaged Phased Array’

sendo proposta a sua utilização em missões de formação de voo no Espaço [17], [18]. O seu esquema é apresentado na Figura 9. O varrimento do comprimento de onda é equivalente a utilizar uma onda sintética de comprimento de onda variável. O número de franjas, N , detetadas no fotodíodo determina o OPD, pela seguinte expressão:

$$\text{OPD} = \frac{N \Lambda}{2n} \quad \text{Equação 3}$$

onde n é o índice de refração do meio. A técnica não exige que o laser seja extremamente estabilizado devido à presença do subsistema de calibração baseado num interferómetro de Fabry-Perot, que permite conhecer, com a exatidão necessária, a frequência óptica em cada instante do varrimento.

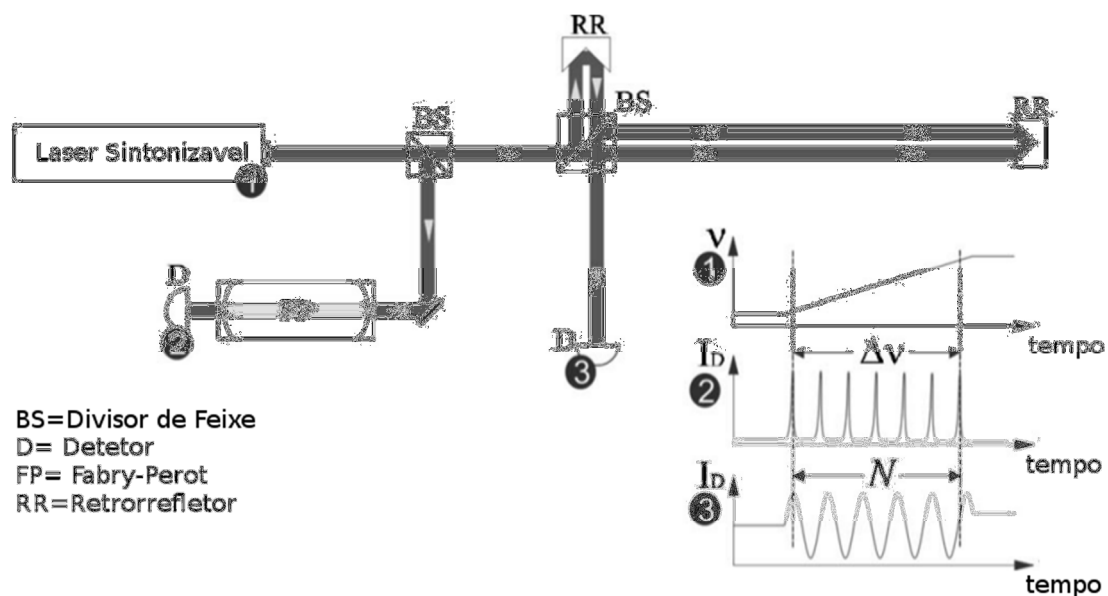


Figura 9 – Esquema de funcionamento da técnica metroológica baseada no ‘Varrimento da Frequência Óptica’

Na Figura 10 é apresentado um quadro que sintetiza as características principais de cada técnica, nomeadamente alcance e precisão. Como seria de esperar, as maiores precisões são obtidas pelos métodos que têm por base os processos interferométricos.

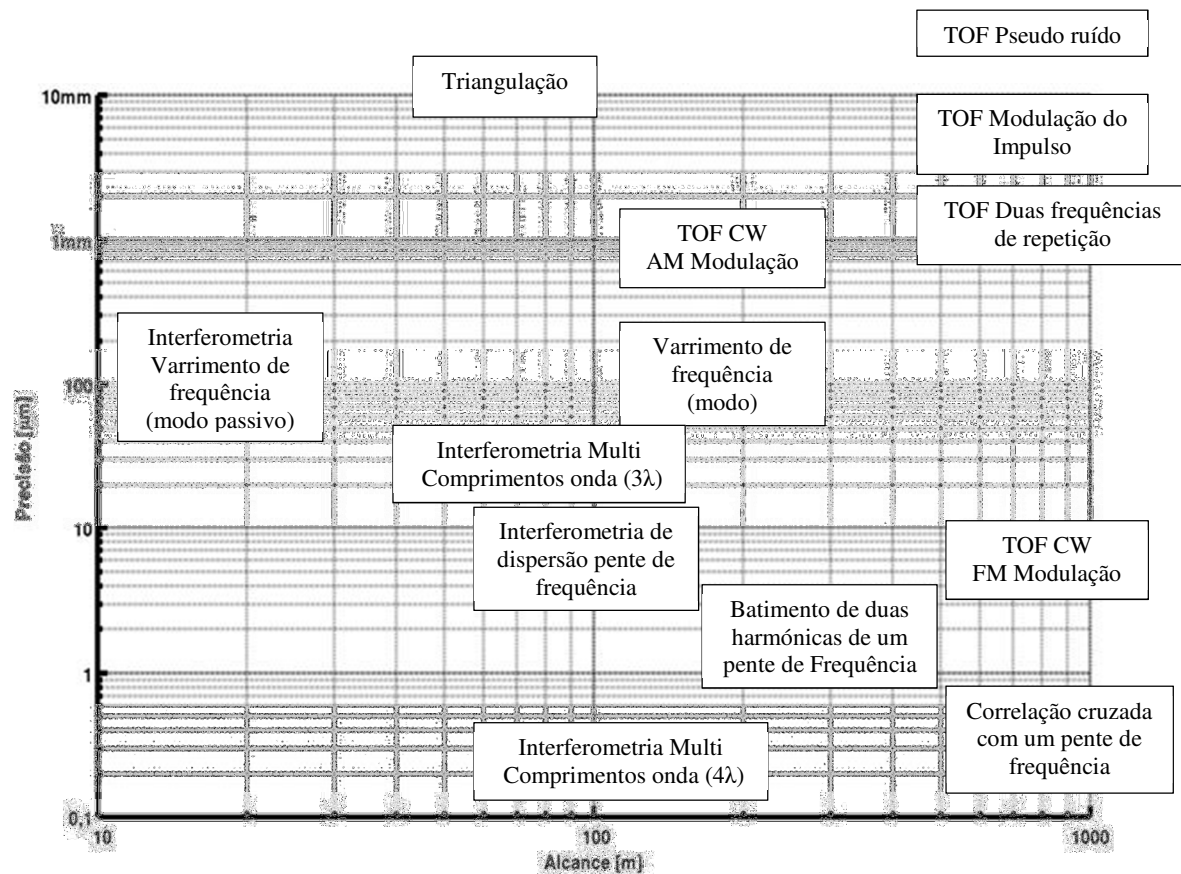


Figura 10 – Alcance versus precisão para as diversas técnicas de metrologia de distância

Existe uma técnica de metrologia de distâncias que tira partido dos lasers de modos bloqueados, devido à pequena duração do seu impulso, que é designada por ‘Varrimento da Frequência do Trem de Impulsos Laser’, ou inglês, ‘Laser Pulse Repetition Frequency Sweep’. O seu funcionamento não se encaixa em nenhuma das três categorias descritas anteriormente, embora compare dois impulsos que viajam por dois braços ópticos semelhantes à montagem do interferómetro de Michelson, não realiza nenhuma interferência. Esta inovação [19], [20] é a que mais se ajusta aos lasers de modos bloqueados estudados, e será apresentado seguidamente em pormenor.

4. Varrimento da Frequência dos Impulsos Laser

O objetivo desta seção é apresentar uma descrição da técnica de metrologia de distâncias denominada por ‘Varrimento da Frequência do trem de Impulsos Laser’. É com base nesta técnica que os lasers semicondutores de modos bloqueados estudados serão posteriormente testados. Trata-se de uma técnica inovadora que faz uso dos recentes lasers de modos bloqueados e, em particular, beneficia das características de emissão de impulsos ultracurtos com elevada estabilidade em termos de taxa de repetição de impulsos. A técnica e seus desenvolvimentos foram apresentados em diversas conferências [19], [20].

Esta técnica de metrologia de distâncias terá mais interesse em aplicações no Espaço considerando que é sensível a variações no percurso óptico, em meios dispersivos, o que pode contribuir para o aumento da incerteza pela alteração pontual do tempo de propagação, ao nível da incerteza esperada para este processo de medida.

Considerando um meio não dispersivo, em que o trem de impulsos não sofre alteração do período entre impulsos, a distância percorrida entre dois impulsos é dada por ‘ $c/f_{\text{repetição}}$ ’ em que ‘ c ’ é a velocidade da luz e ‘ $f_{\text{repetição}}$ ’ é a frequência do trem de impulsos do laser. As suas siglas são FTIL ou em inglês, PRF de ‘*Pulse Repetition Frequency*’. Utilizando o comprimento entre impulsos como unidade de medida, uma distância arbitrária ‘ D ’ pode ser descrita como sendo:

$$D = n \frac{c}{f_{\text{repetição}}} + \xi \quad \text{Equação 4}$$

sendo ‘ n ’ o número inteiro de impulsos e ξ o resto ou resíduo. A montagem apresentada esquematicamente na Figura 11, é semelhante ao interferómetro de Michelson, embora não seja realizada nenhuma análise interferométrica. Os dois braços da montagem são designados por braço de referência e por braço de medida, com a nomenclatura de ‘ ℓ ’ e ‘ L ’, respetivamente.

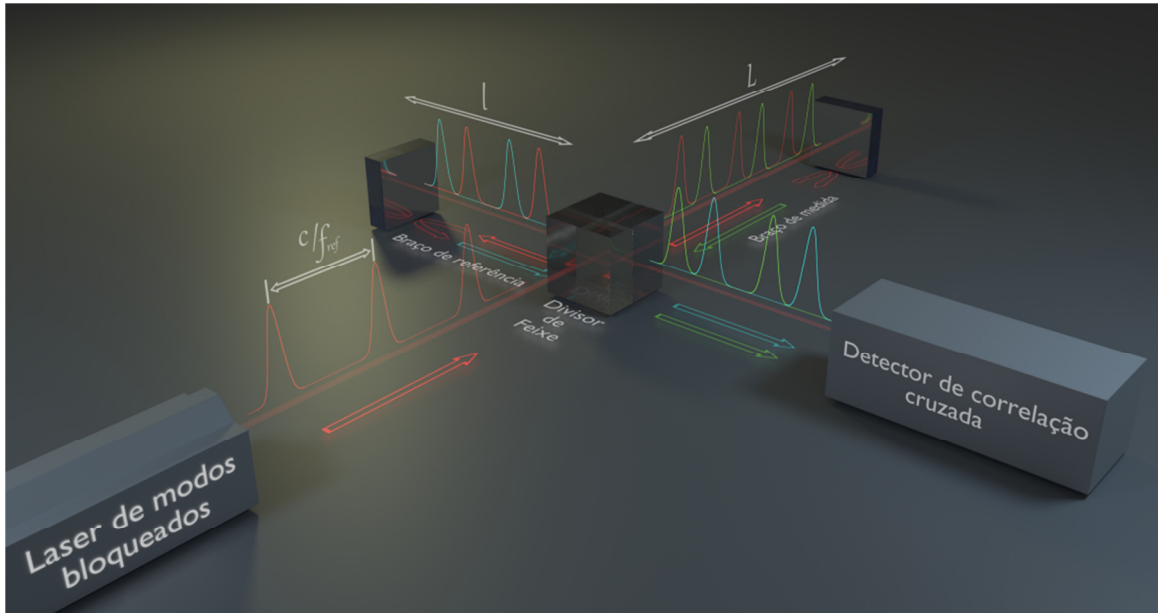


Figura 11 – Esquema da montagem da técnica de medida. A montagem física é semelhante ao interferômetro de Michelson, que consiste em uma fonte de laser pulsada, um divisor de feixe e dois espelhos que formam, em cada braço, uma cavidade óptica. Diferentemente do interferômetro, o detector de correlação cruzada pretende observar, não a interferência dos impulsos, mas sim o seu grau de sobreposição.

Aplicando a Equação 4 a ambos os braços da montagem, o seguinte sistema emerge:

$$\begin{cases} 2l = n_l \frac{c}{f_{repetição}} + \xi_l \\ 2L = n_L \frac{c}{f_{repetição}} + \xi_L \end{cases} \quad \text{Equação 5}$$

sendo que ' n_l ' e ' n_L ' são o número de impulsos existentes em cada braço e ' ξ_l ' e ' ξ_L ' os respectivos resíduos de cada braço da montagem. Na situação em que os impulsos, após terem sido combinados estão perfeitamente sobrepostos sobre o detetor, significa que as suas frações são iguais. Na Figura 12 são ilustrados os impulsos laser em cada um dos braços da montagem, após serem combinados no divisor de feixe. Na figura são apresentadas três situações, para três valores de frequência do trem de impulso do laser. Como é observado, somente para a frequência f_2 é que os resíduos de ambos os braços coincidem.

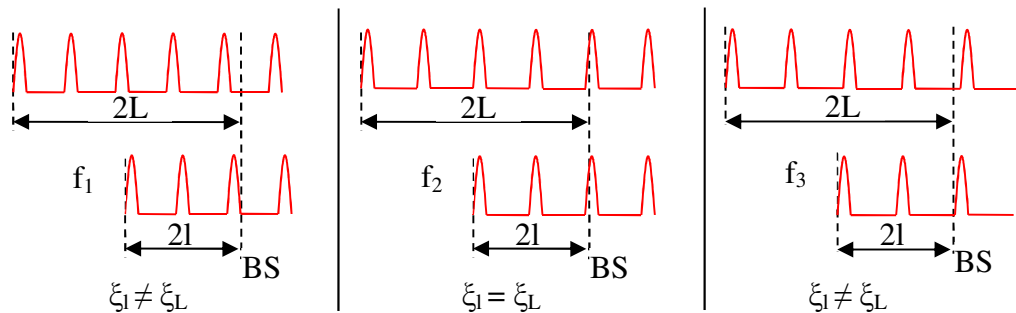


Figura 12 – Ilustração do resíduo de cada um dos braços do sistema metrológico para três frequências distintas. A fase inicial é igual em todas as situações por causa do divisor de feixe (em termos ilustrativos é nula).

Na situação em que os resíduos são iguais, i.e., quando os impulsos laser estão sobrepostos, então o sistema apresentado na Equação 5 pode ser reduzido a:

$$2L - 2l = (n_L - n_l) \frac{c}{f_{\text{repetição}}} \quad \text{Equação 6}$$

$$2\Delta L = n \frac{c}{f_{\text{repetição}}} \quad \text{Equação 7}$$

A Equação 7 é a *EXPRESSÃO DE SOBREPOSIÇÃO* da técnica de metrologia. É de realçar que esta expressão só é válida quando os impulsos laser estão SOBREPOSTOS. O objetivo do detetor de correlação cruzada é avaliar o grau de sobreposição dos impulsos de cada braço da montagem. O valor máximo do detetor ocorre quando a correlação dos dois impulsos é máxima, ou seja, quando estão sobrepostos. Detalhes sobre este detetor serão apresentados mais adiante.

Através da expressão de sobreposição, é possível determinar o comprimento ‘L’ do braço de medida por dois modos, que serão apresentados mais detalhadamente nas secções seguintes. Sucintamente, a determinação da distância pelo primeiro modo, ou como é designado ‘Modo I’, é realizada mantendo o braço de referência imóvel e efetuando um varrimento na frequência do trem de impulsos laser. O varrimento da frequência deve ter uma largura de banda suficiente para detetar dois máximos consecutivos no detetor. A partir da frequência associada a cada um dos máximos no detetor é possível obter o comprimento ‘L’.

O segundo modo, ou ‘modo II’, é oposto do modo I no sentido em que a frequência dos impulsos é constante e a variação é realizada pelo movimento no braço de referência. São necessários, no mínimo, dois varrimentos com diferentes frequências para efetuar uma medida de distância, considerando que, em cada varrimento, o detetor apresenta um valor máximo.

4.1.Modos I

Uma das principais características deste modo é não ter qualquer peça em movimento. A medição de distâncias é realizada através do varrimento da frequência do trem de impulsos laser. Iniciando um varrimento em frequência, e supondo que o laser pode efetuar varrimentos sem limitações^{II} para uma distância fixa, existirá uma frequência, f_1 , na qual os impulsos de

^{II} Posteriormente serão considerados os constrangimentos causados pela limitação do valor em frequência.

ambos os braços do sistema atingirão um estado de sobreposição sobre o detetor. Situação em que a Equação 7 é válida, resultando:

$$2\Delta L = n \frac{c}{f_1} \quad \text{Equação 8}$$

em que f_1 é a frequência dos impulsos laser e ΔL a diferença de distâncias dos braços do sistema. Prosseguindo com o varrimento, os impulsos desfasar-se-ão e não mais se encontrarão sobrepostos. No entanto, com o aumento da frequência, os impulsos começam a sobrepor-se e quando estiverem novamente sobrepostos então, pode-se afirmar que existirá mais um impulso na diferença de caminhos ópticos, ou seja:

$$2\Delta L = (n + 1) \frac{c}{f_2} \quad \text{Equação 9}$$

Combinando a Equação 8 e Equação 9 obtêm-se o seguinte resultado:

$$\Delta L = \frac{c}{2\Delta f} \quad \text{Equação 10}$$

em que Δf é a diferença de frequências ($f_2 - f_1$). A expressão acima é a *EXPRESSÃO GERAL DO MODO I*. A equação mostra que, para a obtenção do valor da distância, só é necessário conhecer a diferença de frequência correspondente a dois picos consecutivos no detetor de correlação. O funcionamento do modo I está ilustrado na Figura 13.

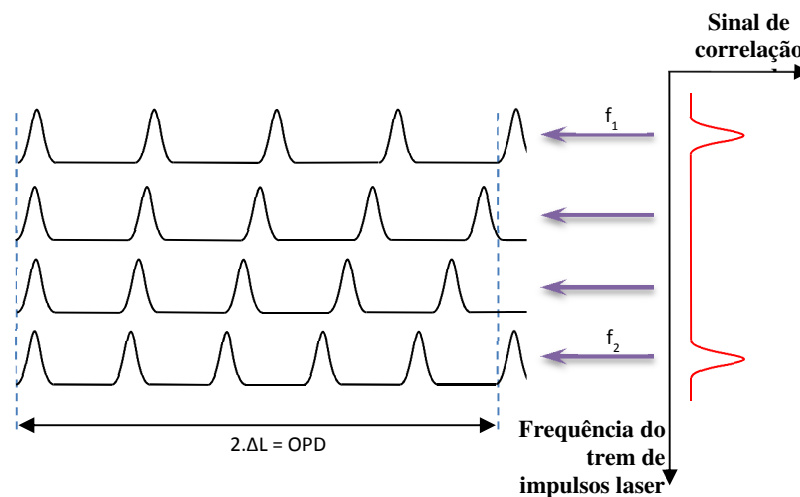


Figura 13 – Ilustração do funcionamento da técnica metrológica de distâncias em modo I.

A Figura 13 ilustra, para cada uma das quatro frequências, o valor do detetor de correlação cruzada. Na primeira frequência (f_1) os resíduos são iguais fazendo com que o detetor apresente um valor máximo. É de realçar novamente que, quando esta situação ocorre, a *diferença de caminho óptico*, OPD (Optical Path Difference), só possui números inteiros de impulsos. Com o aumento da frequência dos impulsos, como as frequências intermédias ilustram, os resíduos não são iguais, a correlação entre os impulsos é nula, e como tal, o

detetor apresenta o valor mínimo. À semelhança da primeira frequência, a quarta frequência (f_2) da ilustração possui os resíduos nulos e o detetor volta a ter o valor máximo. Este comportamento é ilustrado no gráfico lateral complementar às frequências.

A evolução da frequência ou *expressão geral do modo I* em função da distância encontra-se visualmente descrito pela Figura 14, onde se observa a dependência inversa entre ΔL e Δf . A título de exemplo, para se efetuar uma medição da distância de 300 m, a diferença de frequência, Δf , tem de ser na ordem dos 500 kHz, quer o laser esteja a emitir a uma FTIL de 1 MHz ou a 10 GHz.

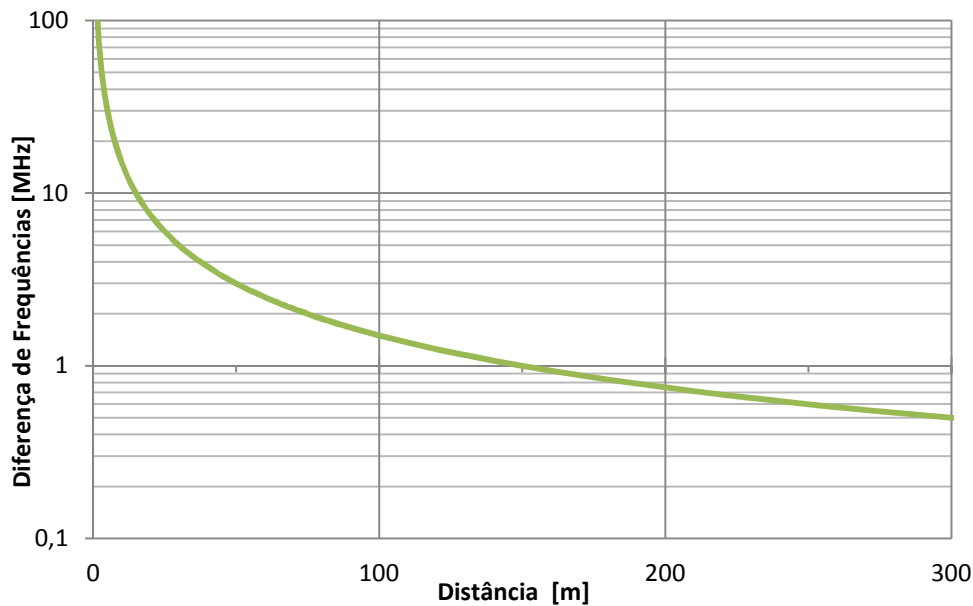


Figura 14 – Diferença de frequências (Δf) necessária para efetuar medições de distância.

Usando a expressão da propagação de erros (Equação 11) e aplicando à *expressão geral do modo I* (Equação 10), onde ΔL é decomposto nas suas duas componentes L e l , obtemos:

$$\sigma_L^2 = \left(\frac{\partial L}{\partial f_1}\right)^2 \sigma_{f_1}^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial f_2}\right)^2 \sigma_{f_2}^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial l}\right)^2 \sigma_l^2 \quad \text{Equação 11}$$

$$\sigma_L^2 = \frac{c^2}{4\Delta f^4} \sigma_{f_1}^2 + \frac{c^2}{4\Delta f^4} \sigma_{f_2}^2 + \sigma_l^2 \quad \text{Equação 12}$$

$$\sigma_L^2 = \frac{\Delta L^2}{\Delta f^2} (\sigma_{f_1}^2 + \sigma_{f_2}^2) + \sigma_l^2$$

onde σ_{f_1} e σ_{f_2} é o erro na determinação das frequências f_1 e f_2 , respetivamente; e σ_l o erro na determinação do comprimento do braço de referência.

Em termos práticos, σ_{f1} e σ_{f2} podem ser considerados iguais e fazendo $\sigma_{f1}=\sigma_{f2}=\sigma_f$, a expressão do erro simplifica-se para:

$$\sigma_L^2 = 2 \frac{\Delta L^2}{\Delta f^2} \sigma_f^2 + \sigma_l^2 \quad \text{Equação 13}$$

Na Figura 15 encontra-se a representação gráfica da expressão do erro simplificada. No gráfico as componentes do erro estão expostas separadamente. A linha azul refere-se ao erro do braço de medida, que é independente da distância, ou seja, o seu valor é constante. Se o braço de referência possuir um comprimento de cerca de 200 mm e considerando o material dos suportes em alumínio ($\alpha=23,1 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$), com uma estabilidade térmica de 2 K, o erro devido ao comprimento do braço de referência é equivalente a 10 μm . O valor real do braço de referência pode ser ajustado mediante calibração na origem. As outras linhas do gráfico referem-se ao erro na medida para vários erros na determinação da frequência, ou melhor, do grau de incerteza associado ao conhecimento da frequência em que ocorrem máximos no detetor de correlação cruzada. A título de exemplo, para se obter erros inferiores a 100 μm a 300 m é necessário que o erro no conhecimento do valor da frequência seja inferior a 0,1 Hz.

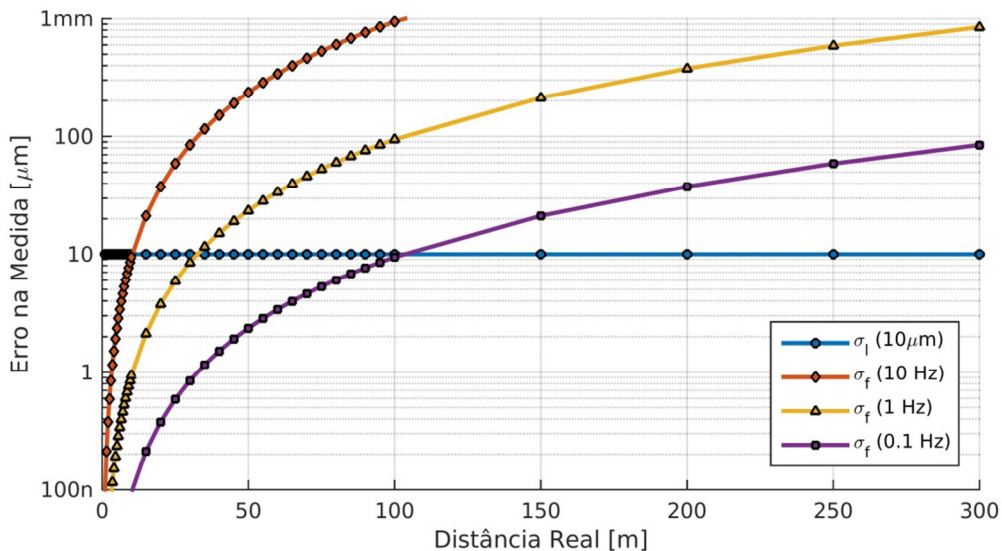


Figura 15 – Erro na medida em função da distância.

O modo I, como já foi mencionado, tem como característica que o braço de referência permanece imóvel, já que o processo de sobreposição dos dois trens de impulsos é feito à custa da variação da frequência de repetição de impulsos da fonte laser. Esta característica apresenta a vantagem de as medições serem efetuadas somente com o recurso à eletrônica, o que lhe possibilita uma elevada taxa de aquisição.

A dependência inversa entre ΔL e Δf revela a maior desvantagem deste processo de medição que é, quando se trata de distâncias curtas, requerer grandes diferenças de

frequência. Na prática, existe a dificuldade de modificar a frequência do trem de impulsos do laser sem alterar significativamente as outras características do feixe laser, em concreto a estabilidade e repetibilidade da frequência de repetição. Outra desvantagem é necessitar de elevada precisão na determinação da frequência para que o erro seja baixo. Estes assuntos de âmbito mais prático serão abordados na secção 4.4. Uma forma de contornar a dificuldade de efetuar medições de curtas distâncias é com recurso ao *modo II*, que será exposto na secção seguinte.

4.2.Modos II

O segundo modo de funcionamento da técnica, designado por '*Modo II*' constitui um complemento ao modo I, visto que não possui limitação em termos de alcance mínimo. Este modo, em certo sentido, possui um funcionamento contrário ao do modo I, visto que requer que a frequência dos impulsos laser seja constante e que o varrimento seja efetuado pelo braço de referência.

O procedimento para a realização de uma medição de distância, no modo II, requer dois varrimentos do braço de referência com duas frequências distintas. Para cada FTIL, o varrimento do braço de referência determina a posição em que os impulsos laser se encontram sobrepostos. Este fenómeno ocorre quando o detetor de correlação cruzada apresenta o máximo. Aplicando a Equação 7, a expressão de sobreposição, para cada uma das frequências obtemos o seguinte sistema:

$$\begin{cases} 2L - 2l_1 = n \frac{c}{f_1} \\ 2L - 2l_2 = n \frac{c}{f_2} \end{cases} \quad \text{Equação 14}$$

em que l_1 e l_2 são as posições do braço de referência e em que a sobreposição ocorre para as frequências f_1 e f_2 , respetivamente. Resolvendo o sistema, obtemos a expressão:

$$L = \frac{f_2 l_2 - f_1 l_1}{f_2 - f_1} \quad \text{Equação 15}$$

A Equação 15 é a *EXPRESSÃO GERAL DO MODO II*. Embora na equação o termo Δf se encontre no denominador e, à semelhança do modo I poder sugerir a mesma dificuldade para medição de distâncias curtas, este não é o caso visto que no numerador, os termos l_1 e l_2 compensam a tendência do denominador. Com este modo é possível obter as medidas de curta distância.

O modo II tem, portanto, como vantagem em relação ao modo I, poder realizar essas medições. A sua desvantagem é possuir ambiguidade. Isto é, a medida de distância obtida pode corresponder a várias distâncias, como mostra a Figura 16 (base). A expressão para a ambiguidade é:

$$\text{Ambiguidade} = \frac{c}{2\Delta f} \quad \text{Equação 16}$$

onde na Figura 16 (topo) é visualizada a expressão da ambiguidade do sistema numa forma gráfica. A figura abaixo, representa a distância real versus a distância medida pelo sistema, onde se observa o resultado do modelo do modo II.

Visto que a ambiguidade é menor para pequenos valores de Δf , o leitor poderia ser levado a considerar que o sistema deveria operar sempre com baixos valores de Δf de tal maneira que a ambiguidade seria sempre maior que a distância máxima a medir. Contudo, como será apresentado de seguida, o erro da medida também depende do Δf mas de uma forma inversa à ambiguidade. O erro é tanto menor quanto maior for o Δf . Assim, a escolha do valor de Δf dependerá dos parâmetros operacionais em que o sistema terá de funcionar.

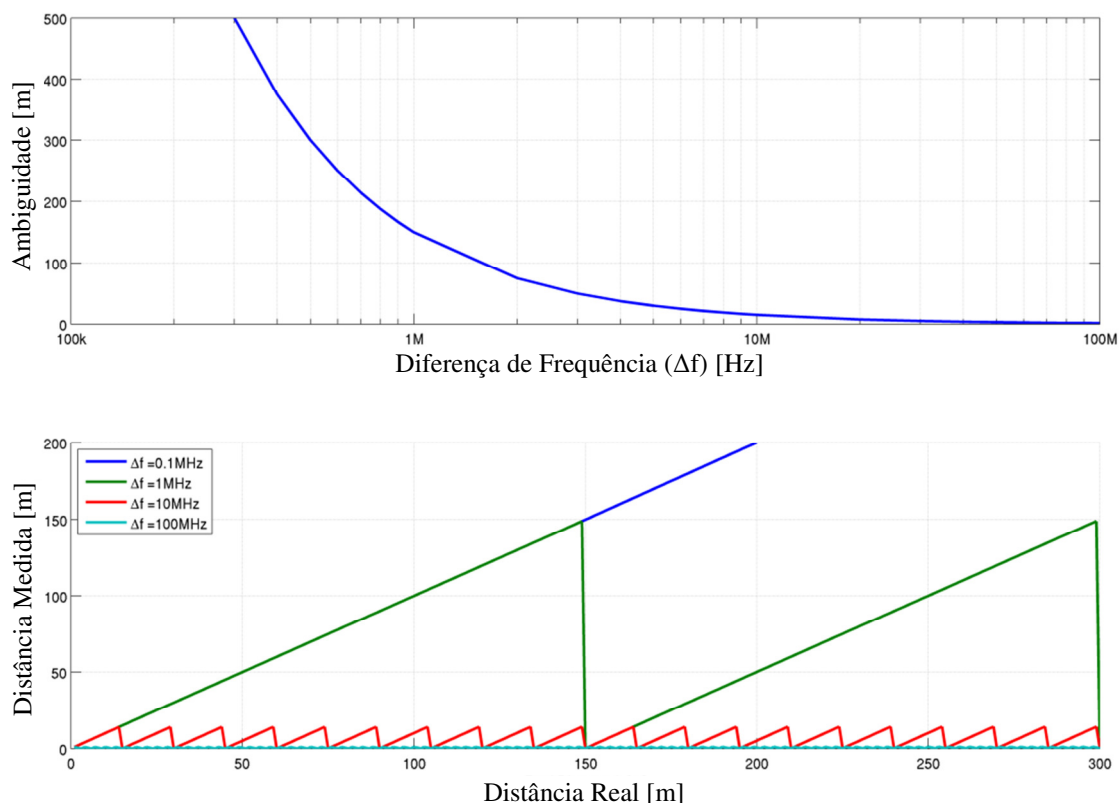


Figura 16 – Na figura do topo, representa-se o valor da ambiguidade em função da diferença da frequência, Δf . Resultados do modelo do modo II, para vários valores de Δf , onde se observa claramente o valor da ambiguidade.

Na determinação do erro do modo II é utilizada a expressão de propagação de erros aplicada à Equação 15 o que resulta na Equação 17. Nesta expressão, como o braço de

referência é móvel, é necessário entrar em consideração com o erro para cada uma das posições obtidas para cada frequência, que desenvolvendo resulta na Equação 18.

$$\sigma_L^2 = \left(\frac{\partial L}{\partial f_1}\right)^2 \sigma_{f_1}^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial f_2}\right)^2 \sigma_{f_2}^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial l_1}\right)^2 \sigma_{l_1}^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial l_2}\right)^2 \sigma_{l_2}^2 \quad \text{Equação 17}$$

$$\sigma_L^2 = \left(\frac{f_2 * \Delta l}{\Delta f^2}\right)^2 \sigma_{f_1}^2 + \left(\frac{f_1 * \Delta l}{\Delta f^2}\right)^2 \sigma_{f_2}^2 + \frac{f_1^2}{\Delta f^2} \sigma_{l_1}^2 + \frac{f_2^2}{\Delta f^2} \sigma_{l_2}^2 \quad \text{Equação 18}$$

sendo que σ_{f_1} e σ_{f_2} é o erro das frequências e σ_{l_1} e σ_{l_2} é o erro na determinação das posições do braço de referência. Do ponto de vista prático, as frequências são geradas pelo mesmo gerador e o erro na determinação da posição semelhante, pode afirmar-se que $\sigma_{f_1} = \sigma_{f_2} = \sigma_f$ e $\sigma_{l_1} = \sigma_{l_2} = \sigma_l$. Assim a Equação 18 é simplificada para a seguinte expressão:

$$\sigma_L^2 \cong \frac{(f_1^2 + f_2^2)(\sigma_f^2 \Delta l^2 + \sigma_l^2 \Delta f^2)}{\Delta f^4} \quad \text{Equação 19}$$

A expressão acima é a *Expressão de Erro do Modo II*. O parâmetro mais crítico é o denominador em virtude deste se encontrar elevado à quarta potência. Considerando que as frequências são da mesma magnitude a seguinte aproximação é válida, $f_1 = f_2 = f$, o que resulta:

$$\sigma_L^2 \cong 2f^2 \left(\frac{\Delta l^2}{\Delta f^4} \sigma_f^2 + \frac{1}{\Delta f^2} \sigma_l^2 \right) \quad \text{Equação 20}$$

Após a apresentação dos modos de funcionamento da técnica, serão apresentados pormenores acerca do detetor de correlação cruzada.

4.3. Detetor de Correlação Cruzada

O detetor de correlação cruzada é um dos componentes mais importantes desta técnica de medida. O objetivo desta secção é realizar uma abordagem genérica a este detetor dada a sua relevância na implementação da técnica. O âmag do funcionamento do detetor é uso de um impulso laser para analisar um outro impulso laser, com o intuito de extrair o grau de sobreposição. Este método de análise é idêntico ao da autocorrelação e ao da correlação cruzada, em que no primeiro caso é usado o próprio impulso para se analisar, enquanto na correlação cruzada é o n-ésimo impulso seguinte que é utilizado.

Em virtude da similitude entre a autocorrelação e a correlação cruzada, a abordagem teórica da primeira pode ser adotada. Com estas técnicas pretende-se obter a forma do impulso original. Realça-se que para a técnica de metrologia somente a localização do pico é

que é necessária, visto que corresponde à situação em que ambos os impulsos estão sobrepostos.

O correlador divide o sinal equitativamente por dois trajetos e combina-os com um atraso variável. No caso de ser um auto-correlador, as distâncias percorridas nos percursos são semelhantes. Num dos percursos, existe um espelho móvel e o seu objetivo é efetuar um varrimento temporal (τ), de um impulso sobre o outro. Existem duas geometrias possíveis para um correlador; a geometria não colinear e a geometria colinear. A Figura 17 ilustra estas duas configurações.

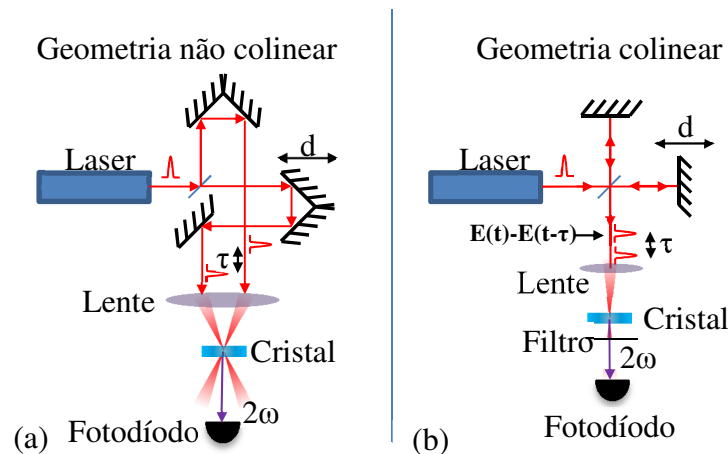


Figura 17 - Principais geometrias de correlação, (a) geometria não colinear e (b) geometria colinear

Na geometria não colinear, os dois feixes cruzam-se no interior do cristal. Este tipo de geometria é comum usar-se para a geração da 2ª harmónica devido ao facto de não existir interferência entre os sinais. O ângulo de entrada dos feixes no cristal é crítico e depende da geometria e do tipo de cristal. Visto que os feixes das ondas fundamentais possuem uma trajetória oblíqua relativamente ao feixe da 2ª harmónica, aquelas não são detetados pelo fotodíodo, não introduzindo ruído de fundo ao sinal. No entanto, esta geometria possui o alinhamento mais difícil.

A geometria colinear tem como principal vantagem a facilidade de alinhamento e a orientação do cristal. A principal desvantagem desta geometria é o facto de, para o caso da 2ª harmónica, os feixes emergentes do cristal estarem sobre o eixo óptico sendo detetados pelo fotodíodo, degradando a relação sinal/ruído na leitura da 2ª harmónica. Este efeito pode ser minimizado com o auxílio de filtros ou outro tipo de ópticas que removam os feixes fundamentais do detetor (elementos difrativos).

Após a consideração acerca da geometria seguimos para a consideração do sinal proveniente do detetor. De uma forma genérica, existem dois resultados possíveis, um interferométrico e um de intensidade. A correlação interferométrica ocorre quando existe interferência entre os dois sinais. O sinal obtido é dado pela seguinte expressão:

$$S_{qiAC}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} |(E(t) + E(t - \tau))^2| dt \quad \text{Equação 21}$$

em que S_{qiAC} é o sinal correspondente à autocorrelação interferométrica quadrática, as suas siglas referem-se à designação inglesa ‘quadratic interferometric AutoCorrelation’. Por outro lado, na correlação de intensidade, S_{iAC} , como não existe interferência entre os sinais o seu resultado simplifica-se. A expressão para a correlação é obtida pela expressão:

$$S_{iAC}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} (I(t)I(t - \tau)) dt \quad \text{Equação 22}$$

Na Figura 18 ilustra-se o resultado típico de autocorrelação interferométrica e de intensidade para um impulso gaussiano monocromático. Para o sistema de metrologia de distância o importante é a localização do pico de correlação. Na correlação interferométrica existem quatro termos, contudo, no âmbito deste trabalho somente a envolvente superior do padrão de interferência é que é relevante. Essa envolvente possui a mesma expressão da correlação de intensidade.

Pela análise dos resultados contidos na Figura 18, e considerando que na prática somente se obtêm alguns pontos distribuídos pela curva de correlação, é preferível obter um resultado de intensidade em vez do interferométrico, sendo a principal razão o facto de todos os pontos adquiridos pertencem à envolvente, fazendo com que a determinação da posição da amplitude máxima seja mais simples e exata. Em oposição, no espectro obtido pelo correlador de interferência, como os pontos não pertencerem somente à envolvente, o cálculo da posição do máximo torna-se bastante mais elaborado, comparativamente mais demorado e menos preciso.

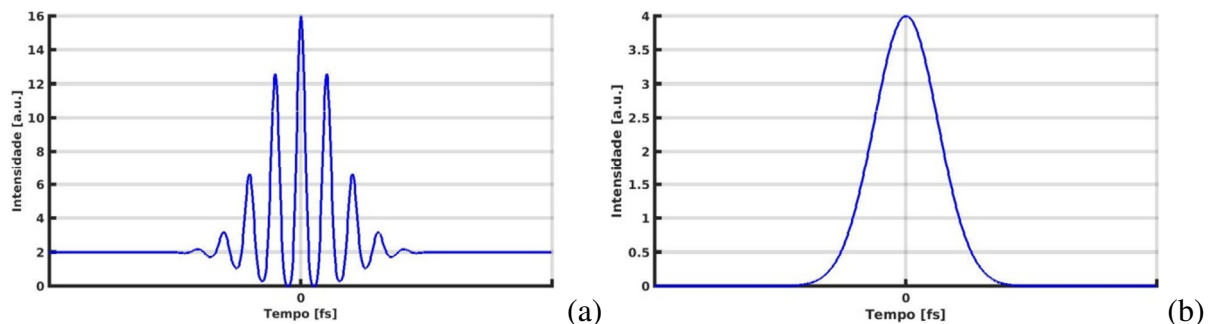


Figura 18 – Espectro típico de autocorrelação (a) interferométrica e (b) de intensidade.

Na consideração das figuras de correlação anteriores usou-se um impulso ideal, i.e., com uma envolvente gaussiana, uma radiação puramente monocromática e fase nula. Contudo, em termos práticos, estas condições são irrealistas. Desta forma, a Tabela 3 apresenta o resultado de correlação, quer interferométrico, à esquerda *e a castanho*, quer de intensidade *a cinzento*, para diversas formas de impulso mais próximas da realidade. Na tabela, para cada impulso, $I(t)$, à direita, é ilustrado a sua respetiva largura de banda $\omega(t)$ e a sua fase temporal $\Phi(t)$. Complementarmente, à esquerda, é ilustrado o resultado da correlação interferométrica $S_{\text{quadratic interferometric AC}}(\tau)$, juntamente com a correlação de intensidade $S_{\text{intensity AC}}(\tau)$. De todos os casos apresentados nas figuras destaca-se a figura (a) da tabela que se refere a um impulso gaussiano de 10 fs nos limites teóricos.

Neste trabalho foram usados três sensores para o detetor, a saber: a absorção de dois fótons TPA; o grau de polarização DOP e a geração da 2ª harmónica SHG. No anexo I é apresentado detalhadamente o fundamento teórico dos sensores, mas far-se-á uma explanação sintética de cada um deles. Em ordem crescente de sensibilidade e de volume de trabalho realizado com cada sensor, temos: o DOP; o SHG e o TPA. A maior sensibilidade do DOP em relação aos outros sensores deve-se ao facto de não depender da potência óptica.

A absorção de dois fótons, cuja sigla deriva do inglês ‘two-photon absorption’, é um processo não-linear em que o material absorve um par de fótons [21]. A soma da energia dos dois fótons tem de ser igual ou superior à energia de transição entre dois estados energéticos para o efeito se verificar, e desta forma, a sua descrição matemática é equivalente às expressões de autocorrelação. Como é um processo não-linear, o seu sinal depende da potência óptica. A energia disponível dos laser estudados é baixa, logo também o seu sinal.

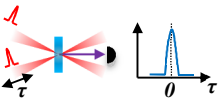
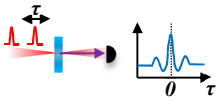
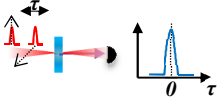
Tal como a TPA, a geração da 2ª harmónica é um processo não-linear [22]. O cristal responsável pela geração utiliza os dois feixes, que viajam em ambos os braços do correlador e cuja frequência óptica é ω , para produzir um terceiro feixe e em que a sua frequência óptica é o dobro das incidentes. Este tipo de sensor é o mais comum nas montagens de autocorrelação.

O último sensor a ser utilizado foi o DOP [23]. O princípio de funcionamento deste sensor consiste em dividir o feixe em polarizações ortogonais, em que um dos impulsos é usado para efetuar a análise do outro. Mas invés de usar uma análise baseada num processo não-linear, é registado o grau de polarização da combinação dos dois feixes, uma vez que

este, o DOP, é dependente da sobreposição dos dois impulsos. O resultado é equivalente a um auto-correlador e como não depende de processos não-lineares, é de todos o mais sensível.

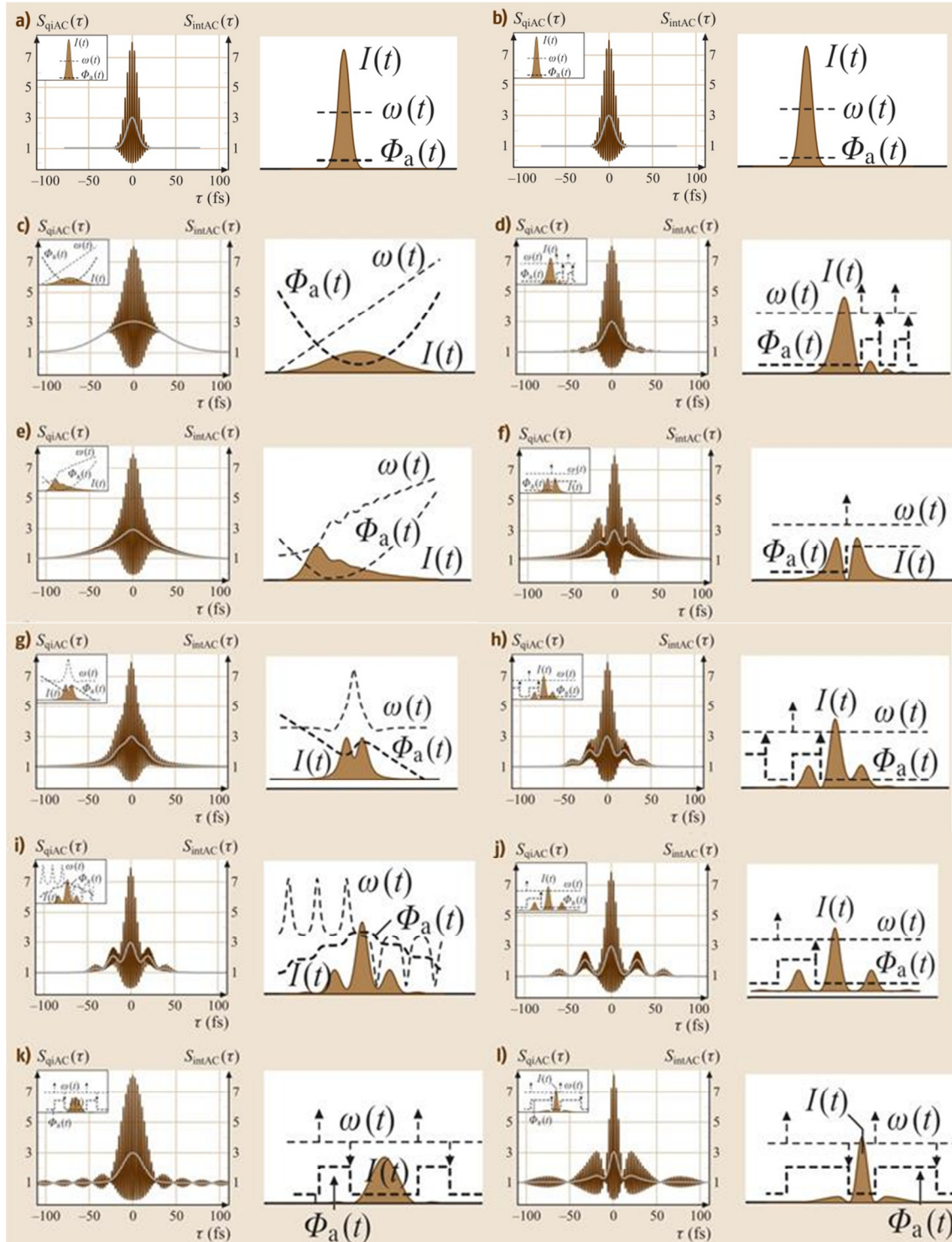
Como conclusão desta secção, a Tabela 2 apresenta sucintamente as principais características de cada correlação. Para a técnica de medição da distância por varrimento da frequência do trem de impulsos do laser, o espectro obtido pelo correlador deve requerer o mínimo de recursos em termos de processamento de dados, pelo que existe vantagem em que a figura de correlação óptica não reproduza um padrão de interferência mas somente de intensidade. Desta forma conclui-se que a geometria ideal seja a colinear com um cristal de 2ª harmónica do tipo II.

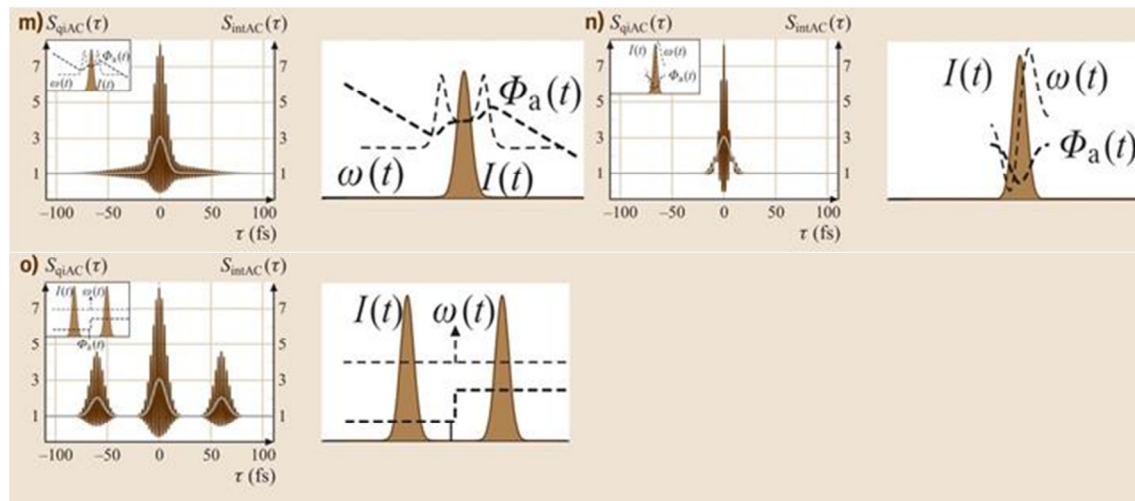
Tabela 2 – Principais características de cada geometria de correlação

<i>Geometria não linear</i>	<i>Geometria colinear tipo I</i>	<i>Geometria colinear tipo II</i>
Correlação tradicional	Interferência ente as réplicas do impulso	Efeitos GVM: correlação assimétrica
Sem sinal de fundo (background)	Sem limites geométricos à resolução temporal	Sem limites geométricos à resolução temporal
Resolução limitada	Correlação interferométrica (IAC)	Sem interferência
		

GVM – Group Velocity Mismatch

Tabela 3 – (esquerda) Resultado de autocorrelação interferométrica $S_{qiAC}(\tau)$, a castanho, e autocorrelação de intensidade $S_{intAC}(\tau)$, a cinzento, para (direita) a forma do impulso, com o seu espectro óptico e a sua fase temporal $\Phi_a(t)$. [24]





4.4.Considerações Tecnológicas

Tendo em conta o modelo do processo de medida apresentado anteriormente, é importante avaliar objetivamente as especificações mais críticas dos principais componentes do sistema, discutindo a sua relevância quer em termos de exequibilidade do instrumento quer relativamente ao seu impacto face aos requisitos de um sistema metrológico que serviu de base a este estudo, em particular, para aplicação em missões de formação de voo. Assim, como em todas as ferramentas tecnológicas, a técnica de medição por varrimento de impulsos laser apresenta limitações e compromissos entre as diversas variáveis do sistema.

Neste contexto, esta secção tem por objetivo discriminar os parâmetros operacionais da técnica de medição, discutindo as suas limitações e especificações mais importantes, no contexto de um sistema de medição de distâncias absolutas. Do conjunto de considerações tecnológicas avaliadas aqui, resulta uma série de requisitos que permitirão a escolha do tipo de laser compatível com a técnica apresentada, face aos requisitos do sistema de medida de distância para missões de formação em voo.

4.4.1. Frequência dos Impulsos Laser

O valor nominal da frequência dos impulsos laser não é um parâmetro crítico no desempenho do sistema de metrologia. Em termos de avaliação da medida de distância o parâmetro crítico é a diferença entre a frequência dos impulsos, tal como indicado nas equações gerais.

Para ambos os modos, é a capacidade do laser operar com elevada estabilidade que determina a incerteza final da medida de distância; quer sejam variações contínuas quer sejam variações discretas para o modo I ou modo II, respetivamente. O valor da frequência tem

alguma implicação em termos de implementação do discriminador/contador que mede a frequência do trem de impulsos, sendo certamente mais crítica a tecnologia de um discriminador que trabalha a 40 GHz do que um que funcione a 500 MHz.

4.4.2. Gama de Frequência do Trem de Impulsos Laser

Nos lasers de modos bloqueados, a frequência fundamental do trem de impulsos do laser depende principalmente do tempo de voo da cavidade, de acordo com a Equação 26 (pág. 51). Para a técnica de metrologia, é de interesse que a frequência do trem de impulsos do laser possa ser alterada, mantendo as propriedades em termos de amplitude, forma e duração de impulso, espectro óptico e elétrico e estado de bloqueamento de modos. A gama, ou a largura de banda, de frequências do trem de impulsos do laser está associada à capacidade de alterar o comprimento da cavidade.

A gama dinâmica ou variabilidade em termos de frequência do trem de impulsos do laser é um parâmetro crítico do sistema proposto, uma vez que determina o alcance mínimo das medições para o Modo I e a incerteza final no Modo II.

A frequência do trem de impulsos laser pode ser ajustada de forma elétrica ou de forma mecânica. Como a frequência dos impulsos é inversamente proporcional ao comprimento da cavidade óptica^{III}, o método mecânico modifica o comprimento da cavidade movimentando um dos espelhos da cavidade [25] com o auxílio de uma mesa de translação (em lasers de cavidade externa). Este método é de todos o que possui maior gama dinâmica. No entanto, os métodos mecânicos são inerentemente lentos quando comparados com os métodos elétricos. Em termos de repercussão na estabilidade (ou controlo de), os métodos mecânicos só permitem níveis elevados para períodos de integração relativamente longos (superiores a 1 segundo), associados ao tempo característico recíproco da banda de funcionamento da mecânica utilizada.

O método elétrico para variar a frequência subentende que é necessário injetar um sinal RF no elemento de ganho ou no elemento saturável. O valor da frequência RF injetada tem de ser semelhante à frequência fundamental do laser de maneira a garantir que o seu funcionamento seja estável, em termos das suas características fundamentais (espectro elétrico, óptico, largura de impulso, amplitude). No entanto, e como se referiu anteriormente, existem limitações na gama dinâmica do laser e em particular nos lasers de modos bloqueados.

^{III} A explanação teórica será apresentada na secção 5.3, página 5-44, Equação 26.

A frequência de injeção fica limitada a uma banda de funcionamento *estável* do laser e é específica de cada um. Essa gama de variação da frequência determinará o desempenho do sistema metrológico em termos de alcance e incerteza final. Em termos de sintonização da frequência de repetição dos impulsos por injeção RF, poderemos definir o termo *frequência fracional*, como a razão de sintonização em relação à frequência fundamental do trem de impulsos:

$$f_r = \frac{\Delta f}{f_0} \quad \text{Equação 23}$$

onde Δf é a largura de banda necessária ou gama dinâmica do laser e f_0 é a frequência fundamental do laser. Na Figura 19 encontra-se a representação gráfica da Equação 23, para vários valores da frequência fundamental.

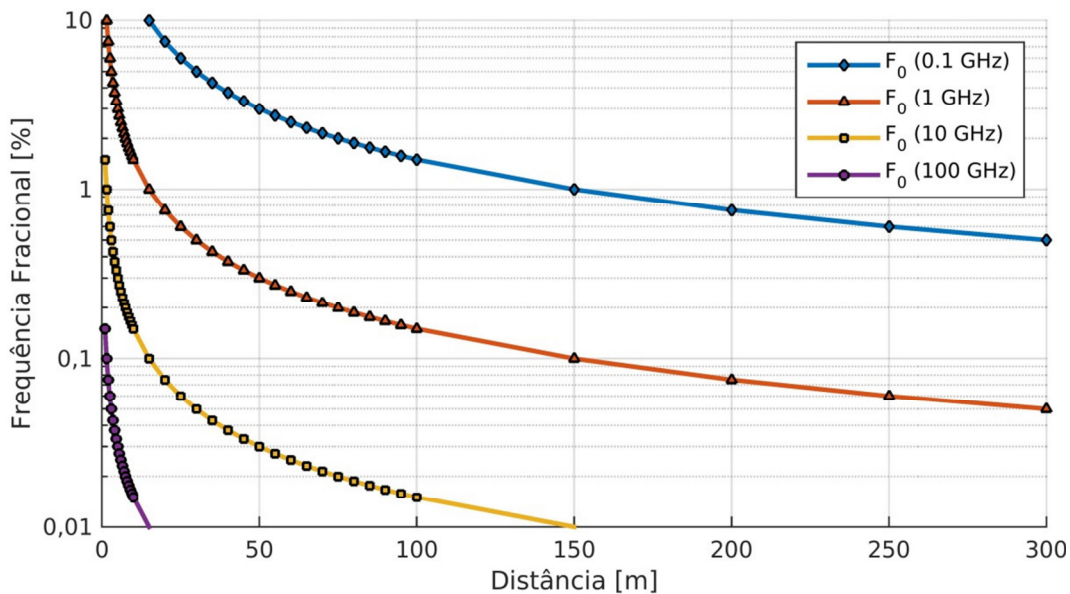


Figura 19 – Frequência fracional máxima necessária para a definição do alcance mínimo no modo I

Como se observa pela figura, para lasers com elevados valores da frequência fundamental, pequenos valores da frequência fracional implicam maior gama dinâmica, o que conduz à capacidade de obter medidas a distâncias inferiores, em modo I. A título de exemplo, um laser que possua uma frequência fracional de 1% e se a sua frequência fundamental for de 100 MHz (ou 0,1 GHz) só consegue realizar medidas a partir dos 150 m. No entanto, se a sua frequência fundamental for de 1 GHz, a distância a partir da qual o sistema é capaz de realizar medições passa a ser de 15 m.

4.4.3. Estabilidade da Frequência dos Impulsos Laser

Em qualquer dos modos de funcionamento da técnica é fundamental que o conhecimento da frequência de trabalho do laser tenha a menor incerteza possível e quanto menor esta for, menor será a incerteza final na medição das distâncias.

A estabilidade por si só não permite definir um valor de incerteza absoluta no conhecimento da frequência de trabalho do laser. Será sempre necessário considerar o período de tempo em que é possível obter um determinado nível de estabilidade.

O caso particular do sistema de metrologia proposto, com alcances típicos da ordem da centena de metros, implica que o período característico de estabilidade seja da mesma ordem de grandeza do tempo de voo, isto é, associado à distância que separa o instrumento do espelho do braço de medida. Neste caso, isto corresponde a tempos da ordem do microssegundo. Designa-se esta uma estabilidade a curto termo, em oposição à estabilidade de longo termo, que é válida para períodos de análise superiores a 100 segundos.

Recorde-se no entanto, que o processo de detecção por correlação corresponde, de facto, à integração de uma série de aquisições à medida que é feito o varrimento dos impulsos do braço de medida com os impulsos do braço de referência. Isto implica que efetivamente tenha de ser mantida a estabilidade (ou constante a incerteza associada à medida da frequência) durante todo o período de integração. Se a curva de correlação for constituída por uma centena de pontos, então o período crítico de estabilização terá que cobrir todo o processo de aquisição, o que implica que o período para o qual a estabilidade do laser é mantida deva ser da ordem das centenas de microssegundos.

A estabilidade na frequência do trem de impulsos do laser tem de ser garantida no período considerado para este caso. Normalmente, os lasers de modos bloqueados e em particular, os laser de semicondutores, não têm, nos períodos de tempo considerados, a estabilidade que conduza a incertezas finais coerentes com os requisitos de um sistema de formação em voo.

Existem técnicas específicas, dedicadas a este tipo de laser, que podem ser implementadas para aumentar da estabilização da FTIL. O trabalho apresentado nesta tese versa precisamente o desenvolvimento e teste destas técnicas, aplicadas a lasers de díodos de modos bloqueados, que permitam garantir as condições ótimas para o funcionamento do sistema de medida de distância absoluta apresentado no início deste documento.

4.4.4. Duração do Impulso Laser

Apesar de a duração do impulso não constituir o requisito principal para o sistema de medição proposto, a sua repercussão a nível operacional é muito importante. Intuitivamente, pode-se afirmar que a resolução num sistema de tempo de voo é tanto maior quanto mais

curto for a duração do impulso, uma vez que a determinação do pico de correlação é mais exata.

Nos sistemas de tempo de voo convencionais, que trabalham com impulsos curtos, a incerteza na medida da distância está associada à largura do impulso laser utilizada no sistema, sendo que tipicamente a resolução do sistema corresponde à distância percorrida pela luz durante o tempo correspondente à largura de impulso. O discriminador eletrónico neste caso terá de ser capaz de medir pequenos intervalos de tempo, da ordem da duração do impulso, o que leva a larguras de banda nos circuitos eletrónicos da ordem de dezenas de GHz. Contrariamente, na técnica apresentada, o importante é a exatidão com que é possível resolver a posição do pico de correlação, não indicando qualquer restrição em termos de largura de impulso. O detetor de correlação, como é o caso no sistema proposto, permite analisar a sobreposição dos impulsos, transformando a duração dos impulsos numa variação de percurso óptico, recorrendo a detetores de baixa resposta temporal.

Apesar disso, deverá ser considerado o seguinte compromisso:

- Se o impulso for de “longa duração”, na ordem do nanosegundo, isto implica que o sistema de correlação de impulsos tenha de ter um curso da ordem do metro, o que, para além de constituir uma dimensão incomportável para um instrumento deste tipo, obrigaria a que a taxa de medida do sistema estivesse limitada à velocidade de movimentação do andar de translação.

- Por outro lado, se se considerar impulsos da ordem da dezena de femto-segundo, será necessário um sistema de movimentação com uma resolução da ordem do nanómetro, o que só é conseguido, na prática, com sistemas de correlação óptica. No entanto, a questão da estabilidade da taxa de repetição tem aqui uma implicação crítica uma vez que, para garantir a correlação cruzada de dois impulsos, é necessário garantir estabilidades críticas, de maneira a garantir que o ‘*jitter*’ não corrompa o processo de medição.

Em conclusão, o requisito de duração do impulso tem, à partida, uma solução de compromisso, de certo modo intuitiva, que requer que o impulso seja tão curto quanto possível sem que o nível de ‘*jitter*’ (ou variação estatística do período inter impulso) venha a degradar o processo de correlação.

Nesta tese, esta situação de compromisso leva-nos a escolher um laser com a duração do impulso na ordem do pico segundo, o que justifica e suporta a escolha de um laser de modos bloqueados e, em particular, a tecnologia de semicondutores.

4.4.5. Potência Óptica dos Impulsos Laser

A potência óptica dos impulsos laser pode ser considerada um parâmetro crítico. O seu valor encontra-se relacionado com o detetor de correlação cruzada. Tirando a correlação interferométrica de 1ª ordem, todos os restantes processos de correlação se baseiam em processos não lineares, de 2ª ordem ou superior. Nestes casos é necessária uma potência óptica elevada para que o processo se verifique. Por exemplo, o cristal de 2ª harmónica do correlador (usado com o laser de dupla secção testado neste trabalho) possui uma eficiência da ordem de 10^{-5} .

Outra consideração acerca da potência óptica relaciona-se com o comprimento do braço de medida. Num sistema real, devido à divergência do feixe este aumenta de diâmetro com a distância. De forma a maximizar o retorno da energia do impulso, o espelho do braço de medida deve acompanhar esse aumento. Contudo, se a dimensão do espelho for limitada isso resultará em perda de potência óptica disponível para o correlador, que terá de ser compensada com o aumento da potência na fonte.

4.4.6. Comprimento de Onda do Laser

O sistema de metrologia proposto é, em termos conceptuais, independente do comprimento de onda. No entanto, o comprimento de onda do laser tem de ser compatível com o detetor de correlação cruzada. O critério neste caso terá mais a ver com outros parâmetros operacionais, como a potência de pico, a duração de impulso e a estabilidade do trem de impulsos que é possível obter com uma determinada tecnologia laser o que, por sua vez, determinará o comprimento de onda utilizado.

4.4.7. Coerência do Laser

A coerência do laser é outra propriedade à qual o sistema de metrologia é independente, contudo não deve ser desconsiderada. Isto deve-se ao facto de alguns detetores de correlação cruzada dependerem da coerência para fornecerem informação sobre a sobreposição dos impulsos do laser mas outros não. Por exemplo, a correlação baseada no DOP necessita que a radiação seja coerente. Por outro lado, a 2ª harmónica não carece da coerência para realizar medições.

4.4.8. Polarização do Laser

A polarização do laser é outra propriedade que, tal como a coerência, deve ser ponderada na altura em que se escolhe o detetor de correlação cruzada. A geração da 2ª Harmónica, bem como o DOP, necessitam que as polarizações estejam bem definidas.

Complementarmente, é conveniente que no sistema de metrologia cada braço tenha polarizações ortogonais para maximizar o sinal no detetor de correlação. A razão é que com o recurso ao divisor/combinador de feixe polarizado é possível combinar os impulsos de ambos os braços sem se perder energia. Na montagem final do sistema de metrologia, cada braço possui polarizações ortogonais.

4.4.9. Frequência de Aquisição do Sistema Metrológico

A frequência de aquisição do sistema metrológico depende maioritariamente da precisão pretendida na medida de distância. Em especial para o modo I (mas que também afeta o modo II) o tempo de integração por amostra implica maior estabilidade na medida, por diminuição do '*jitter*'. Por exemplo, assumindo que são necessários 100 pontos para definir corretamente os picos de correlação e que cada ponto, ou medida, necessita de um tempo de integração de 10^{-3} a 10^0 segundo, resultando num período de aquisição de 0,1 s a 100 s, i.e., uma frequência de aquisição de 10 Hz a 10 mHz, respetivamente. Em virtude de a estabilidade na FTIL ser dominada pelo ruído $1/f$, funcionando o sistema a 10 Hz possui, inerentemente, maior erro.

Outro parâmetro a ter em conta, mas que sai do âmbito deste trabalho, é o processamento computacional para a determinação da posição dos picos de correlação. Este tempo de processamento pode limitar a frequência de aquisição do sistema.

4.5. Síntese das Características

Nesta secção será apresentado um resumo (Tabela 4) das principais características da técnica de metrologia de distâncias por varrimento da frequência do trem de impulsos do laser.

Tabela 4 – Síntese das principais características do sistema de metrologia

<i>Parâmetro</i>	<i>Importância</i>	<i>Comentário</i>
FTIL	0	É conveniente que o seu valor seja na ordem dos giga-hertz
Variabilidade Frequência	++	Crítico para o alcance mínimo da técnica
Estabilidade da FTIL	++	Define a precisão da medida. Crítico para o Modo I
Largura do Impulso	0	Valores abaixo dos 10 ps são aceitáveis
Tipo de Detetor	++	DOP o mais sensível, SHG e TPA dependem da potência
Potência Óptica	+	Depende do tipo de detetor de correlação cruzado e da distância ao espelho do braço de medida
Comprimento de Onda	--	Tem de ser conjugado com o sensor do detetor de correlação
Coerência do Laser	0	Depende do tipo de detetor de correlação cruzado
Polarização	+	Depende do tipo de detetor de correlação cruzado
Frequência de Aquisição	0	

-- Indiferente, 0 Neutro, ++ Vital

5. Lasers Semicondutores de Modos Bloqueados

A necessidade de efetuar medições de distância com baixos valores de incerteza é um requisito em muitas áreas da ciência e engenharia. Na área da metrologia de distância no Espaço, os satélites em formação de voo apresentam requisitos exigentes, nomeadamente a nível da necessidade de efetuar medições de longas distâncias, elevada precisão, ausência de ambiguidade nas medições e frequência de aquisição. Existem outros parâmetros também importantes, embora não relacionados diretamente com o processo metrológico mas sim com a área operacional, como por exemplo: complexidade do sistema de medida, consumo de energia, peso e flexibilidade do equipamento (para ser utilizado em diferentes configurações).

A tecnologia laser de eleição para missões no Espaço tem sido baseada no laser de Nd:YAG NPRO (nonplanar ring oscillator), embora na maior parte das aplicações este tipo de laser apresente especificações acima do requerido, nomeadamente em termos da incerteza da medição. Contudo, trata-se de um componente volumoso e com um consumo de energia considerável.

As fontes laser semicondutores de modos bloqueados com tecnologia baseada em poços quânticos apresentam características atraentes para este tipo de aplicações, nomeadamente devido à sua elevada eficiência volumétrica e energética. Contudo, não apresentam ainda a estabilidade necessária. O âmbito deste trabalho é a análise das técnicas de estabilização quer passivas quer ativas, que permitam o funcionamento deste tipo de laser como fontes de radiação em sistemas de medidas de alta precisão, além de permitirem a modulação da FTIL.

De forma geral, a interferometria laser é a técnica de excelência em metrologia de elevada precisão, embora seja limitada pela ambiguidade na medição. É portanto necessário recorrer a outras técnicas complementares de medição absoluta de distâncias para remover essa ambiguidade, tais como as técnicas de tempo de voo, implementadas através da modulação da intensidade do feixe óptico ou recurso a outras técnicas, nomeadamente em termos de sistemas de Rádio Frequência (RF), como já foram mencionadas anteriormente.

Como referido, e com o objetivo de avaliar a possibilidade de utilização de lasers de semicondutores de modos bloqueados na área da metrologia, apresentamos uma série de estudos relativos à avaliação das características operacionais e de estabilização em lasers deste tipo. Posteriormente serão avaliados estes lasers no contexto da técnica de medição de

distâncias absolutas baseado no processo de varrimento de frequência de repetição dos impulsos laser.

Embora teoricamente, a largura de impulso não seja o único fator condicionante, é requisito que a largura do impulso laser seja da ordem do pico-segundo ou inferior para minimizar o nível de incerteza associado à medição. Consequentemente, a técnica está restrita ao uso de lasers de modos bloqueados por estes apresentarem larguras de impulsos precisamente nesta ordem de grandeza. Assim, o objetivo deste capítulo é apresentar a constituição e funcionamento dos laser semicondutores, além de apresentar técnicas de estabilização quer passivas quer ativas, que permitam o funcionamento deste tipo de laser como fontes de radiação para sistema de metrologia de distâncias.

5.1. Tipologias dos Lasers de Semicondutores

Em termos do tipo de cavidade e da geometria de emissão, os lasers semicondutores se podem classificar em duas tipologias, a de emissão vertical e a de emissão transversal, tal como exemplificado na Figura 20. Em ambas as tipologias de emissão, é possível incorporar no meio ativo os espelhos da cavidade laser. Quando os espelhos da cavidade se encontram presentes no dispositivo este é designado por cavidade fechada. Quando, pelo menos um dos espelhos é exterior ao meio semiconductor, então este é designado como sendo de cavidade aberta.

O fabrico consiste na deposição de camadas sucessivas num substrato de apoio, havendo a possibilidade de recorrer a litografia durante o processo. Assim, designa-se como sendo laser de emissão vertical ou em superfície, quando a emissão é segundo a normal à superfície dos depósitos ou, em certos casos, com um pequeno ângulo. As siglas referentes à cavidade aberta VECSEL vêm do inglês ‘Vertical External Cavity Semiconductor Laser’; enquanto as siglas da cavidade fechada são VCSEL do inglês ‘Vertical-cavity surface-emitting laser’. O elemento ativo mais comum é o poço quântico, que será apresentado mais detalhadamente na secção seguinte. Os espelhos da cavidade, os espelhos de Bragg, são fabricados juntamente com o elemento ativo. Estes tipos de laser podem ser testados individualmente, ainda na waffer, por sondas elétricas microscópicas. Os lasers VCSEL, devido ao seu processo de fabrico são, de todos os lasers, os mais baratos e simples de testar. Por vezes, estes lasers também são referidos na literatura como sendo ‘semiconductor disk lasers’.

No entanto, os VECSEL oferecem melhor controlo sobre os modos de emissão, quer em contínuo (CW) quer em pulsado. Tal como será apresentado nas seções seguintes com mais detalhe, o elemento saturável é o elemento responsável por bloquear os modos num laser, sendo este passível de ser incorporado no elemento ganho. Esta combinação possui a designação de MIXSEL – das siglas inglesas ‘mode-locked integrated external-cavity surface emitting laser’. Este processo de integração faz com que o laser seja mais compacto e fácil de alinhar, mantendo excelentes características, sendo anunciada uma potência de emissão de 6,4 W [26] e noutro artigo, impulsos de curta duração de 620 fs [27]. As frequências do trem de impulsos do laser são da ordem dos GHz.

No laser de emissão transversal, tal como o nome indica, a radiação propaga-se transversalmente em relação à superfície dos depósitos (face de topo) e a saída de radiação faz-se por uma das faces laterais do dispositivo. Normalmente, com recurso a litografia, a cavidade é criada como sendo um guia de onda, para confinar a radiação e assim melhorar o fator de confinamento. Não é incomum que a extremidade da guia de onda faça um ângulo com a face de saída, normalmente o ângulo de Brewster para minimizar perdas. Neste caso, e ao contrário dos VCSEL, a wafer tem que ser cortada, e só depois de espelhados os topos das cavidades é que os lasers podem ser testados. A distribuição da intensidade de saída não é simétrica nos seus eixos principais, o que implica a utilização de ópticas dedicadas para a tornar circular. Contudo, a injeção da radiação numa fibra permite minimizar/corrigir esta desvantagem, embora com algumas perdas de potência devido ao processo de acoplamento.

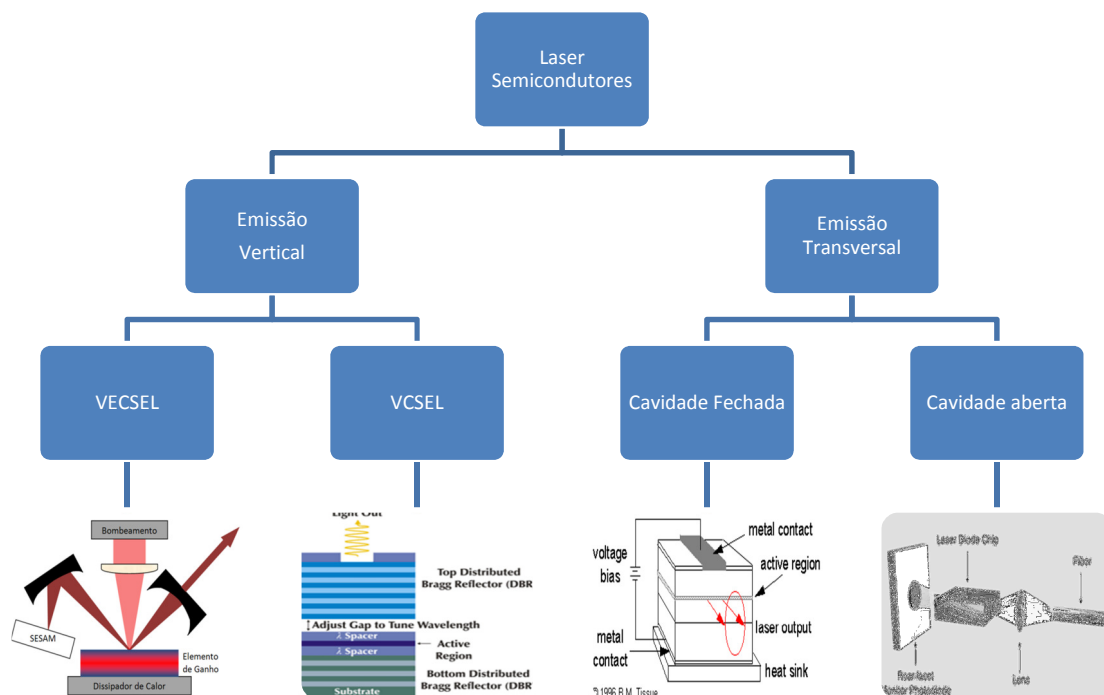


Figura 20 – Organograma dos dispositivos laser de semicondutores

5.2. Lasers de Poços-Quânticos

Nesta secção descrevem-se os lasers cuja tecnologia se baseia na redução dos graus de liberdade dos estados quânticos. O termo ‘quântico’ reflete a discretização energética a que os eletrões estão sujeitos, além disso está também associado ao processo de fabrico. Assim, embora o termo possa ser eventualmente discutível, esta terminologia é amplamente utilizada na literatura [28]–[30]. Os lasers quânticos diferem dos lasers tradicionais, ou também designados por *volume* (do inglês: ‘bulk’), no sentido em que o elemento ativo possui dimensões de alguns nanómetros. O termo geral para laser em volume refere-se ao laser de estado sólido em que o elemento de ganho é formado por um volume considerável de tal forma que não existe discretização dos estados energéticos dos eletrões.

A nomenclatura, embora não convencional, é que após o termo quântico vem especificado o tipo de confinamento/morfologia associada. Por exemplo, é frequente encontrar na literatura o termo ‘quantum-well’, i.e., poço quântico. Os laser quânticos estão divididos em três grandes classes, a saber, ‘*poço quântico*’, ‘*fio quântico*’ e ‘*ponto quântico*’. Cada uma destas classes refere-se aos graus de liberdade que os eletrões possuem no elemento de ganho. Nos lasers em volume os eletrões possuem três graus de liberdade. Nos poços quânticos os eletrões estão restritos somente a duas dimensões. Por sua vez, no fio quântico a uma dimensão e por último no ponto quântico os eletrões não possuem dimensões de liberdade, i.e., estão restritos a poucos átomos do elemento de ganho.

Na Figura 21 ilustra-se como a sucessiva redução do número de graus de liberdade da estrutura do meio ativo do semicondutor resulta na quantização dos estados energéticos. As principais vantagens dos lasers quânticos são: um reduzido limiar de emissão; um comprimento de onda mais estreito e mais insensível a variações de temperatura.

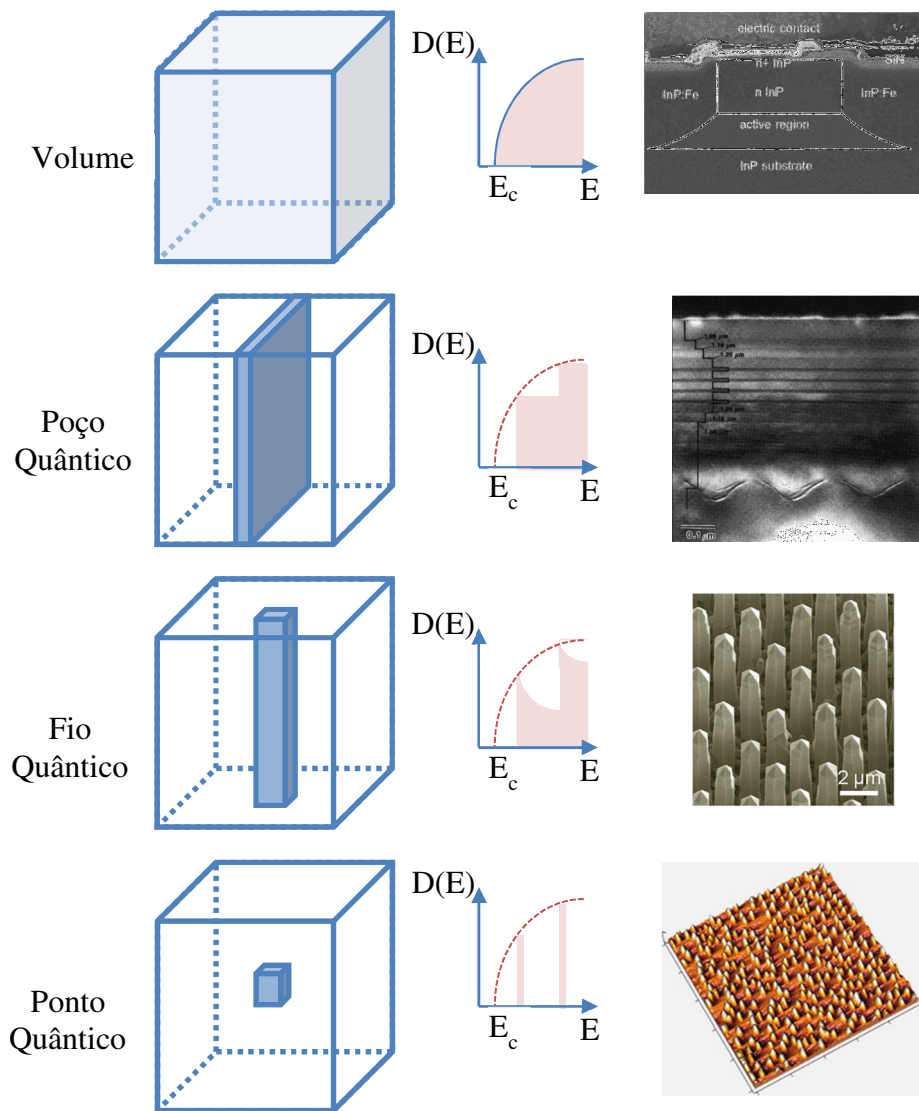


Figura 21 - Esquema da morfologia e a correspondente (esquerda) densidade de estados para os portadores de carga em estruturas semicondutoras para diferentes dimensões: volume (3D), poço quântico (2D), fio quântico (1D) e ponto quântico (0D).

Ao contrário dos lasers de estado sólido, os lasers baseados em tecnologia quântica possuem pequenas zonas ativas e, a fim de otimizar o fator de confinamento óptico, são inseridas na sua estrutura outras camadas, designadas por camadas *'buffer'*, entre as regiões dopadas P e N. Este tipo de estruturas é conhecido por *'heteroestrutura de confinamento separado'* (em inglês: *separate confinement heterostructure – SCH*). A Figura 22 ilustra o diagrama dos níveis de energia de um laser semiconductor de poços quânticos quando em funcionamento. A camada *'buffer'* serve de reservatório de elétrons para os poços quânticos.

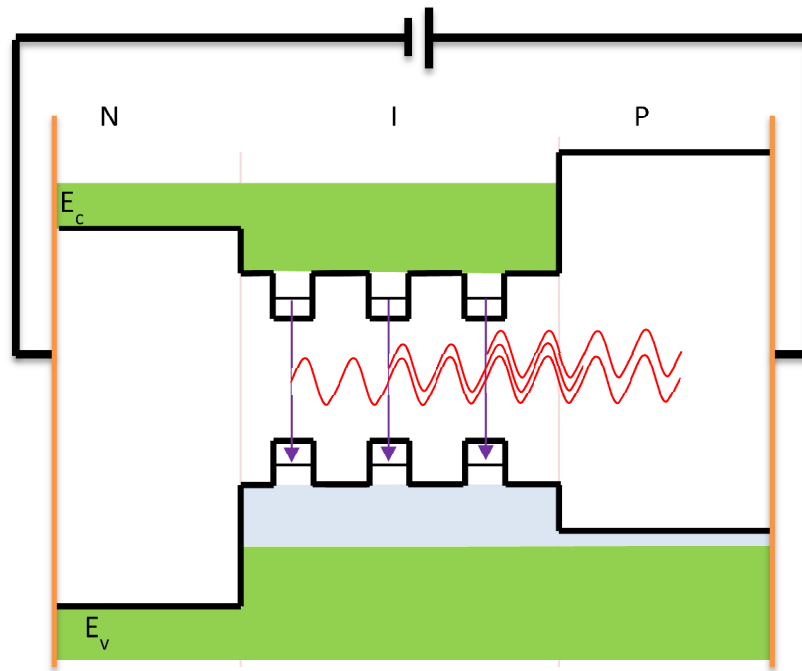


Figura 22 – Ilustração do diagrama de energia de um díodo laser de poços quânticos

Os pontos-quânticos representam o limite de discretização das cargas elétricas na matriz, sendo a sua dimensão típica de alguns nanómetros, da mesma ordem que o ‘exciton Bohr radius’ que conduz a estados quantizados, quer para o eletrão, quer para o buraco. As suas propriedades físicas diferem significativamente dos sistemas com mais graus de liberdade.

Feita então uma pequena introdução ao aspeto tecnológico dos lasers de poços quânticos, será seguidamente apresentado o fundamento teórico dos modos bloqueados.

5.3.Lasers de Modos Bloqueados

Os lasers de modos bloqueados, designados em inglês por ‘mode-locked laser’, foram propostos inicialmente por M. DiDomenico, Jr (1964) [31] e implementados pela primeira vez por Hargrove et al.(1964) [32]. Nessa experiência, o autor incorporava um modulador acústico-óptico num laser de He-Ne de forma a modular os modos longitudinais da cavidade.

Esta técnica induz uma relação estável entre os diversos modos longitudinais da cavidade laser. Devido ao facto de os modos ficarem com o valor de fase constante entre si, pode afirmar-se que os modos se encontram bloqueados. É devido ao processo de interferência entre os modos que o trem de impulsos é então produzido. Dependendo do laser em causa, os impulsos podem ter durações extremamente curtas, desde alguns femto segundo (10^{-15} s) até alguns pico segundo (10^{-12} s).

5.3.1. Modos Longitudinais do Laser

Uma cavidade laser pode ser vista como um poço de potencial infinito onde as ondas eletromagnéticas só podem existir no interior do poço. No poço de potencial infinito nos extremos da cavidade a intensidade das ondas é nula, o que implica que só são permitidas as frequências que cumpram o requisito:

$$L = m \frac{\lambda}{2} \quad \text{Equação 24}$$

onde L é o comprimento da cavidade, λ o comprimento de onda e m é a m -ésima harmónica. A Figura 23 mostra as primeiras seis harmónicas permitidas para uma cavidade de comprimento L . Por exemplo, para a radiação de comprimento de onda de 1550 nm e uma cavidade de 10 mm, valores típicos para laser de emissão transversal, faz com que o valor m seja de 12 903.

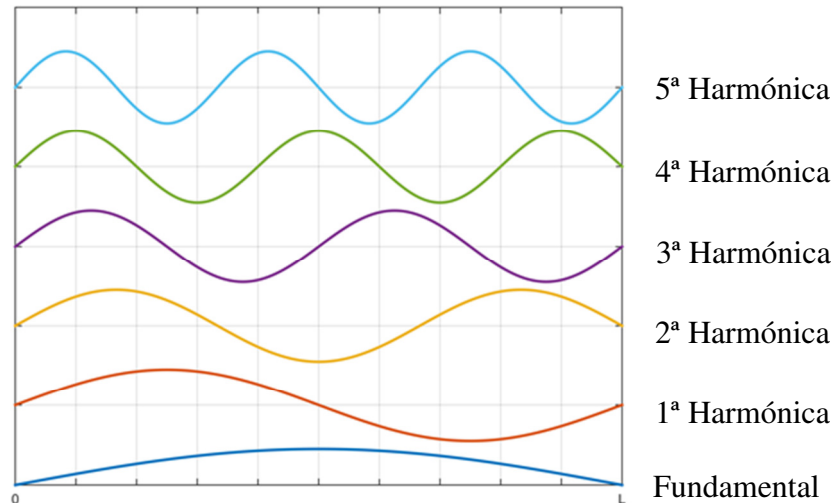


Figura 23 – Ilustração das frequências permitidas nos osciladores harmónicos num poço de potencial infinito

No domínio das frequências, a separação entre as frequências permitidas ou modos da cavidade laser é dada por:

$$\Delta f = c/2L \quad \text{Equação 25}$$

Paralelamente, num laser, o elemento de ganho amplifica somente uma gama limitada de frequências. A título de exemplo, considerando a risca de um laser de He-Ne centrada nos 632 nm e com uma curva de ganho de $\approx 1,5$ GHz possui, para uma cavidade com 1 metro, 2 modos de oscilação (10 modos se a cavidade for de 20 cm). Por outro lado, um laser titânio numa estrutura de safira (Ti:sapphire ou Ti:safira) possui uma curva de ganho de 128 THz

aproximadamente centrado nos 800 nm. Considerando uma cavidade com 1 m, existem 854 mil modos.

As amplitudes dos modos diferem entre si. Os seus valores resultam do produto do perfil largura de banda de ganho do laser pelo pente de frequências permitidas na cavidade, tal como ilustrado na Figura 24. A curva vermelha representa a curva de ganho do laser, as linhas verdes, os modos permitidos na cavidade ressonante e a linha azul, o produto de ambos, i.e., os modos existentes na cavidade.

As ondas eletromagnéticas permitidas na cavidade não possuem obrigatoriamente a mesma fase. Assim, o resultado da interferência é um valor contínuo de amplitude aleatória (sem contar com os efeitos de ruído de amplitude do elemento de ganho). É possível, no entanto, criar um mecanismo que force os modos a estarem em fase, com as fases relativas dos vários modos bloqueadas num determinado valor, o que produz uma interferência construtiva no instante que equivale ao tempo de voo da cavidade. Nesse instante, a contribuição de todos os modos em fase gera um impulso com a intensidade combinada de todos os modos bloqueados. Por esta razão é que o laser de Ti:safira é muito utilizado em lasers de modos bloqueados por ter uma elevada largura de banda de ganho, o que permite uma multiplicidade de modos, resultando num impulso tão curto quanto 10 fs [33].

Foi implementado, no âmbito deste trabalho, um modelo numérico de uma cavidade laser (com base no trabalho de Vasilev [34]), onde se pôde observar o efeito de fase dos modos na intensidade de saída do laser. Somente para efeitos de apresentação, foram introduzidos no modelo valores diferentes dos reais. Na Figura 24 estão representadas as amplitudes dos modos existentes na cavidade de ressonância.

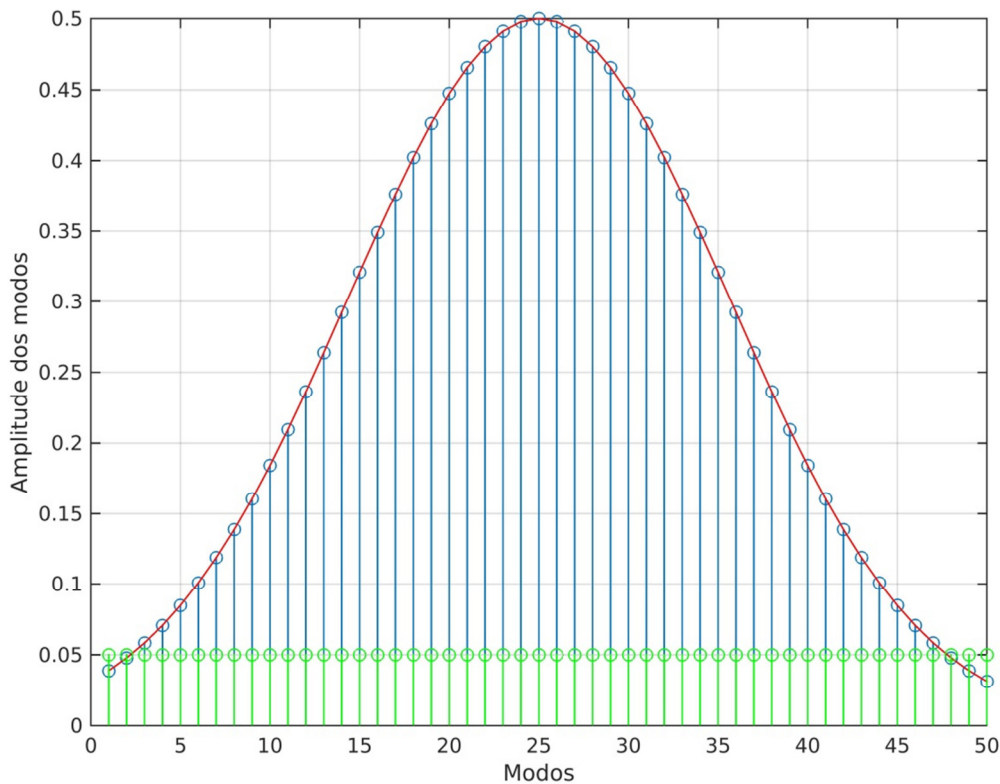


Figura 24 – Amplitude dos modos do modelo.

A Figura 25 e a Figura 26 ilustram o resultado dos modos da cavidade laser sem e com as fases bloqueadas. Cada figura contém três gráficos. Os dois primeiros gráficos referem-se ao campo elétrico no interior da cavidade. O gráfico de topo apresenta todos os modos disponíveis individualmente, enquanto o gráfico do meio se refere à interferência de todos os modos. O gráfico da base representa a evolução temporal da saída do laser. Em ambos os gráficos, somente os primeiros 50 modos são considerados.

Na Figura 25 as fases possuem valores aleatórios. A interferência dos 50 modos nesta condição resulta num valor médio baixo e com ruído de amplitude. Após obtenção destes resultados, foi acrescentado ao modelo um elemento que alinha as fases e que será descrito posteriormente. Inicialmente a intensidade do sinal à saída do laser possui um comportamento semelhante ao da Figura 25. Com a evolução do tempo, os modos começam-se a sincronizar, i.e., a diferença entre as suas fases tendem para zero, e o sinal apresenta o comportamento ilustrado na Figura 26.

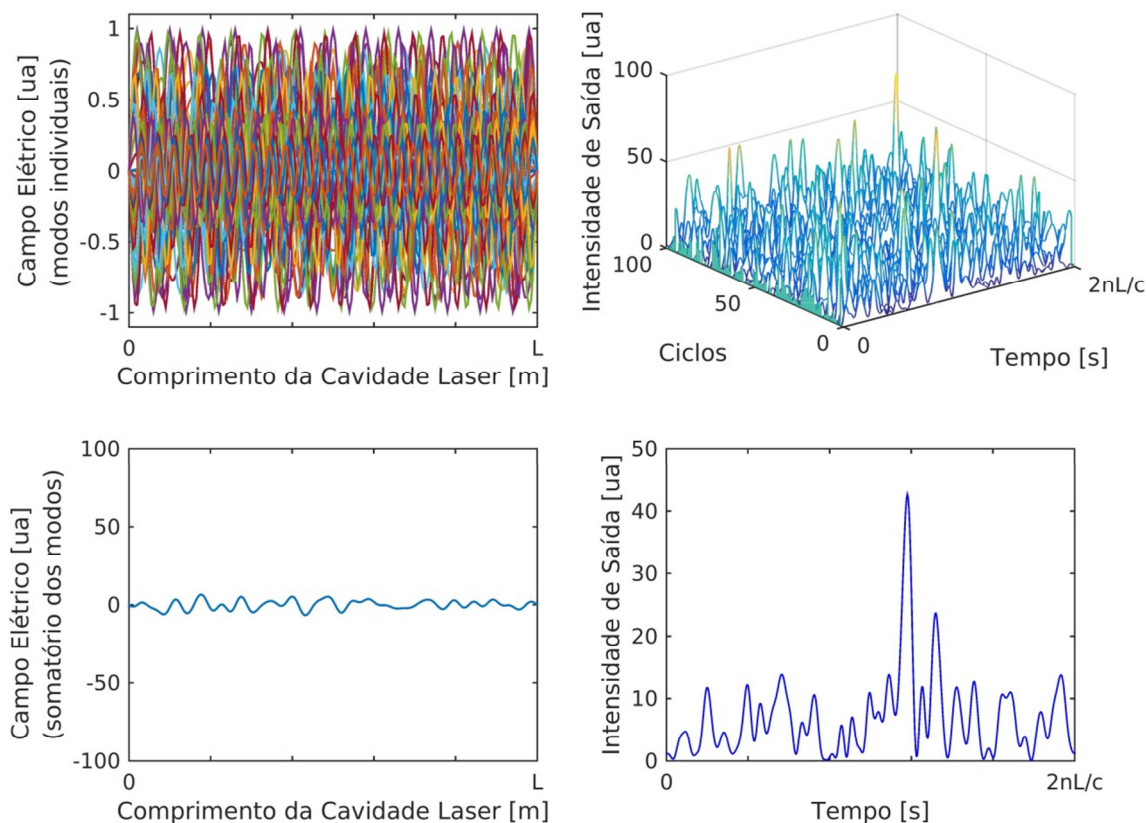


Figura 25 – Simulação da cavidade laser com 50 modos NÃO bloqueados. Os gráficos na esquerda referem-se ao campo elétrico no interior da cavidade laser. Os gráficos da direita retratam a evolução temporal da intensidade de saída do laser. O intervalo temporal do gráfico inferior é um período da cavidade laser.

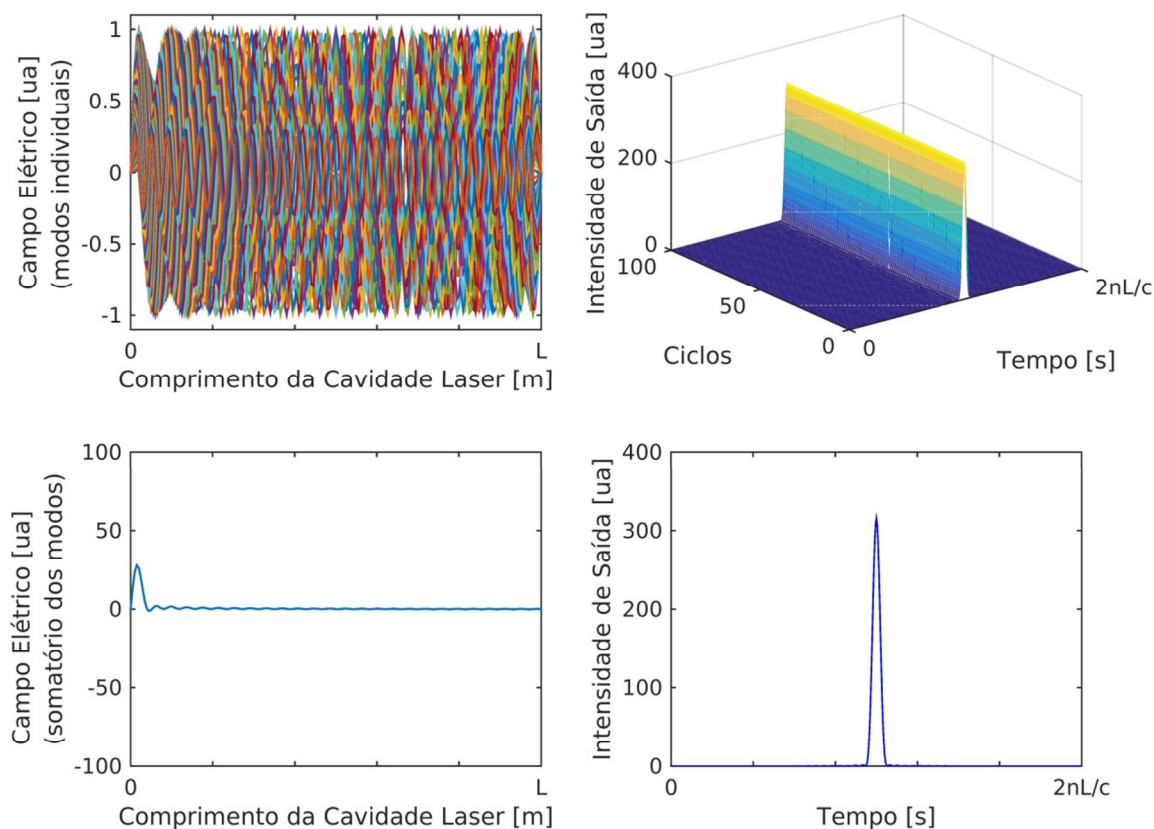


Figura 26 – Simulação da cavidade laser com 50 modos bloqueados. Os valores do modelo são iguais à figura anterior exceto que nesta simulação os modos se encontram bloqueados. Nos gráficos da evolução temporal da intensidade de saída do laser, a intensidade do impulso é ≈ 300 unidades em contraste com o valor médio de 20 unidades sem acoplamento de modos.

Como os modos estão sincronizados, a interferência intra-cavidade resulta num impulso que viaja na cavidade. Este impulso é tratado como sendo um solitão [35]–[38]. A frequência de repetição dos impulsos depende do comprimento da cavidade, de acordo com a seguinte expressão:

$$f_{rep} = \frac{c}{2 \sum_i n_i L_i} \quad \text{Equação 26}$$

onde n_i e L_i são o índice de refração e o comprimento da secção i do laser, respetivamente. Esta expressão apresenta duas fontes de ruído, quer pela variação do índice de refração quer pela variação das dimensões da cavidade. Nos lasers de semicondutores existe uma relação entre a corrente no elemento de ganho e o índice de refração do mesmo, fazendo com que o ruído elétrico se traduza em ruído na frequência. Por outro lado, dilatações térmicas no material ou vibrações nos espelhos da cavidade também causam ruído na frequência do trem de impulsos do laser.

Em síntese, para produzir impulsos de curta duração é necessário que o elemento de ganho do laser possua elevada largura de banda e que a cavidade seja tão pequena quanto possível.

5.3.2. Teoria de Modos Bloqueados

A técnica de bloquear os modos permite a geração de impulsos de curta duração ao forçar as fases a possuírem igual valor. Considerando que na cavidade existem N modos, o campo elétrico resultante pode ser descrito como [34], [39]:

$$E(t) = \sum_{n=0}^{N-1} A_n e^{[i(\omega_n t + \delta_n)]} \quad \text{Equação 27}$$

sendo que N é o número total de modos, A_n , ω_n e δ_n são a amplitude, a frequência angular e a fase do n -ésimo modo de oscilação da cavidade, respetivamente. Se os modos da cavidade forem incoerentes, i.e., sem haver nenhuma relação de fase, a intensidade é a soma de todos os modos resultando:

$$I = N A_n^2 \quad \text{Equação 28}$$

No entanto, se o laser operar com os modos bloqueados, existe uma relação entre as fases, i.e., $\delta_n = \delta$, e considerando que a amplitude dos modos é equivalente, a Equação 27 transforma-se em:

$$E(t) = A_n e^{i\delta} \sum_{n=0}^{N-1} e^{(i\omega_n t)} \quad \text{Equação 29}$$

Como os modos possuem uma separação finita entre eles, a frequência angular, ω_n pode ser escrita como sendo $\omega_n = \omega - n\Delta\omega$ ^{IV}, onde $\Delta\omega$ é a separação entre os modos e ω o modo mais elevado disponível. A Equação 29 é reescrita como:

$$E(t) = A_n e^{i\delta} \sum_{n=0}^{N-1} e^{i(\omega - n\Delta\omega)t} \quad \text{Equação 30}$$

ou

$$E(t) = A_n e^{i(\omega t + \delta)} \sum_{n=0}^{N-1} e^{in\Delta\omega t} \quad \text{Equação 31}$$

considerando que a solução da série $\sum_{n=0}^{N-1} x^n = \frac{1-x^N}{1-x}$, a Equação 31 simplifica-se para:

$$E(t) = A_n e^{i(\omega t + \delta)} \frac{1 - e^{iN\Delta\omega t}}{1 - e^{i\Delta\omega t}} \quad \text{Equação 32}$$

A potência total é:

$$P(t) = \langle E_t^* E_t \rangle$$

$$P(t) = I_0(\omega) \frac{\sin^2[N\Delta\omega t/2]}{\sin^2[\Delta\omega t/2]} \quad \text{Equação 33}$$

relembrando que N é o número de modos que se encontram bloqueados. A Figura 27 é a representação gráfica da Equação 33. Pode ser observado que, com o aumento do número de modos bloqueados é produzido um pente de frequências e a intensidade é proporcional ao quadrado do número de modos bloqueados.

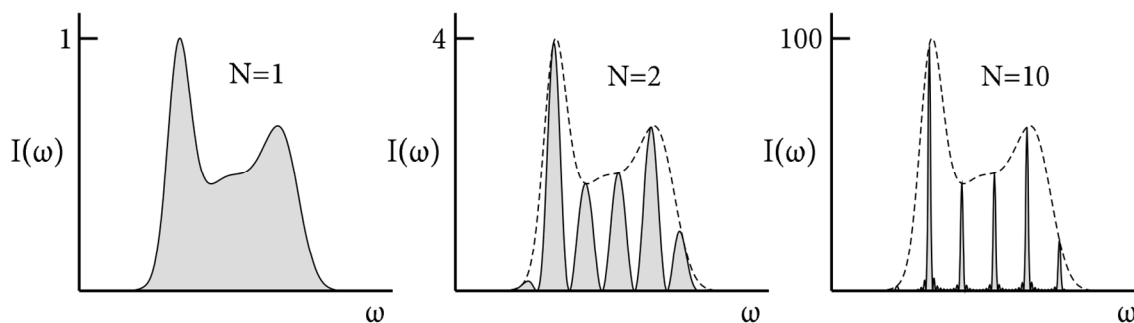


Figura 27 – Espectro óptico de um trem de impulsos com N modos com as fases bloqueadas. No gráfico da esquerda, visto que só existe um modo ($N=1$) obtêm-se a largura de banda do elemento de ganho. Com o aumento do número de modos bloqueados ($N>1$) não só o espectro fica mais estreito como a intensidade aumenta com o quadrado dos modos.

^{IV} Embora a designação $\Delta\omega$ neste contexto signifique o valor de separação entre as frequências angulares, não confundir a largura de banda do elemento de ganho, $\Delta\omega$, para o cálculo do limite de duração do impulso.

A sua transformada de Fourier no trem de impulsos do laser, conforme são ilustradas na Figura 28, pode ser descrita pela seguinte expressão:

$$E(\omega) = e^{i\phi_0} E(\omega - \omega_c) \sum_n \delta(\Delta\phi_{ceo} - \omega\tau - 2\pi n) \quad \text{Equação 34}$$

onde ϕ_0 é a fase à qual os modos estão bloqueados, $E(\omega - \omega_c)$ é o envelope das frequências emitidas. O pente de frequências pode ser considerado como um somatório das frequências individuais, em que cada frequência é considerada um delta de Dirac. A separação entre essas frequências é dada por:

$$f_n = nf_{rep} - f_{ceo} \quad \text{Equação 35}$$

em que f_{rep} é a frequência de repetição e f_{ceo} é a frequência da portadora. O desvio da fase entre a portadora e os impulsos, $\Delta\phi$ ou $\Delta\phi_{ceo}$, possui a sigla da palavra inglesa ‘carrier-envelope offset’. A relação entre a frequência e a fase possui a seguinte forma:

$$f_{ceo} = f_0 = -\frac{\Delta\phi_{ceo} f_{rep}}{2\pi} \quad \text{Equação 36}$$

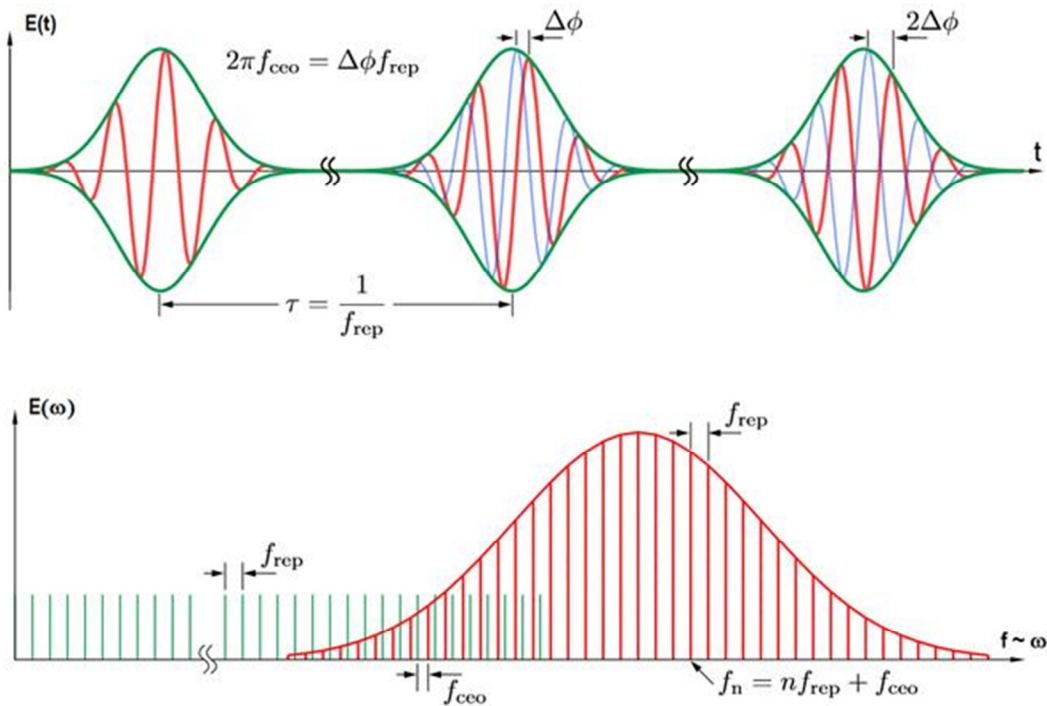


Figura 28 – Transformada de Fourier do trem de impulsos [40], [41]

Os principais parâmetros no bloqueamento de modos são a frequência de repetição e frequência da portadora, sendo possível estabilizar os lasers através do controlo destas. Ainda que a frequência de repetição seja fácil de controlar, como por exemplo pelo ajuste do comprimento da cavidade laser, a frequência da portadora exige uma técnica interferométrica

designada por $f\text{-}2f$ [42]. No entanto, esta técnica não pode ser aplicada a todos os lasers por exigir uma oitava na largura do espectro óptico. A interferometria $f\text{-}2f$ consiste em resolver os impulsos de laser no espectro que o constitui, i.e., realizar a transformada de Fourier, por meio de um cristal fotónico. O pente de frequências é claramente perceptível. Cada frequência do pente pode ser descrita segundo a Equação 35.

Se, por heterodinagem, se realizar o produto do dobro da frequência fundamental ($2f_n$) pela frequência da segunda harmónica (f_{2n}) é possível extrair a frequência da portadora, f_{ceo} . A Figura 29 ilustra este funcionamento, bem como o esquema de montagem típico. No esquema de montagem, os dois prismas servem para compensar a diferença do percurso óptico entre os braços do interferómetro. Com o conhecimento da frequência da portadora é possível controlá-la pela modulação da potência de bombeamento, por exemplo.

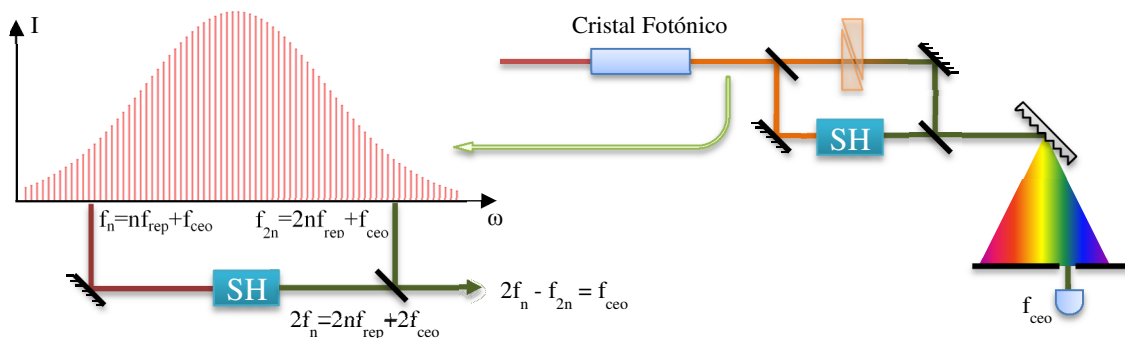


Figura 29 – Esquema de funcionamento do interferómetro $f\text{-}2f$

Nestes lasers, cada modo propaga-se a uma velocidade diferente da dos outros, não sendo possível garantir que estejam sempre sincronizados. Consequentemente, a dispersão da cavidade tem de ser compensada para que, desta forma, as velocidades dos modos sejam iguais, ou seja:

$$\frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{1}{v_g} = \text{const} \quad \text{Equação 37}$$

ou seja,

$$\frac{\partial^m k}{\partial \omega^m} = 0 \quad , m > 1 \quad \text{Equação 38}$$

As Equação 37 e Equação 38 significam que a cavidade deve ser construída de tal forma que a GVD, ‘group velocity dispersion’ (Inglês) ou a segunda derivada ($m=2$) seja anulada, i.e., $\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} = 0$. Por norma, a introdução de prismas na cavidade laser acrescenta um valor negativo de GVD. A separação entre os prismas é a região espacial da cavidade com GVD negativo. Este valor tem de contrabalançar o GVD positivo do elemento de ganho. Na Figura 30 está ilustrado um sistema laser típico. Nessa figura salientam-se os três grandes

grupos: 1) a cavidade laser, com a zona de GVD negativa e o espelho da cavidade controlável; 2) o controlo da frequência de repetição e 3) o controlo da frequência de desvio da fase da portadora.

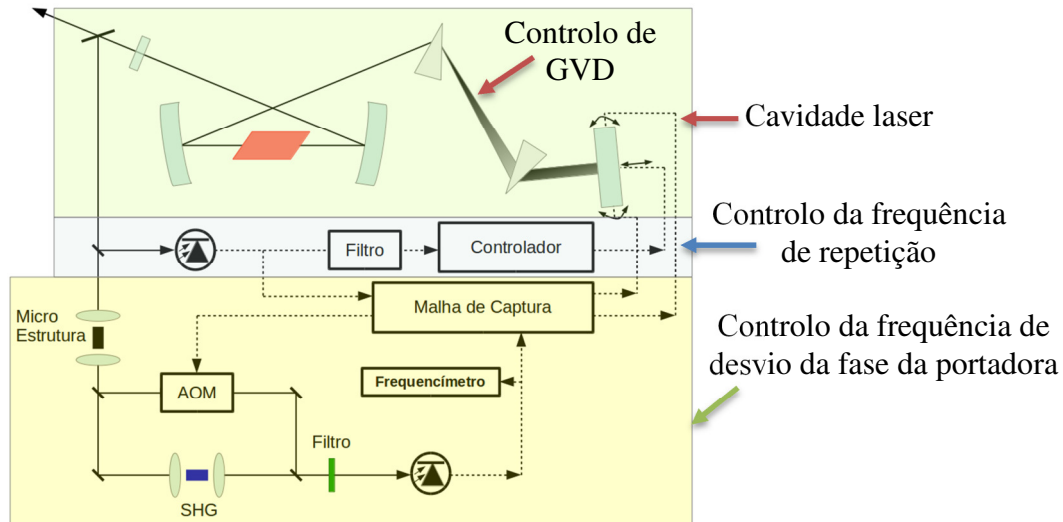


Figura 30 – Esquema típico de um sistema laser estabilizado nas frequências de repetição e de desvio de fase da portadora. [43]

5.3.3. Métodos de Bloqueamento dos Modos

Após a fundamentação teórica dos laser de modos bloqueados, nesta secção serão apresentados os vários métodos de o realizar. Existem três mecanismos primários de bloqueamento: passivo, ativo e híbrido. No método passivo não existe nenhuma intervenção externa sobre o laser. Em oposição, bloquear os modos pelo método ativo requer malhas fechadas de controlo para o realizar. A combinação dos métodos anteriores resulta num método híbrido.

5.3.3.1. Modo Passivo

A geração de impulsos curtos por bloqueamento de modos recorrendo ao modo passivo subentende que existe um elemento na cavidade que induz o sincronismo das fases dos modos através de efeitos ópticos não-lineares, não havendo intervenção externa. O elemento introduzido terá de ter um comportamento do tipo ‘saturável’, i.e., a absorção diminuir com o aumento da intensidade até à saturação. Quando se encontra saturado, este elemento é completamente transparente. Este comportamento é observável na Figura 31. A parte (a) da figura representa o comportamento ideal do elemento saturável e a parte (b) o comportamento real de um elemento saturável [44].

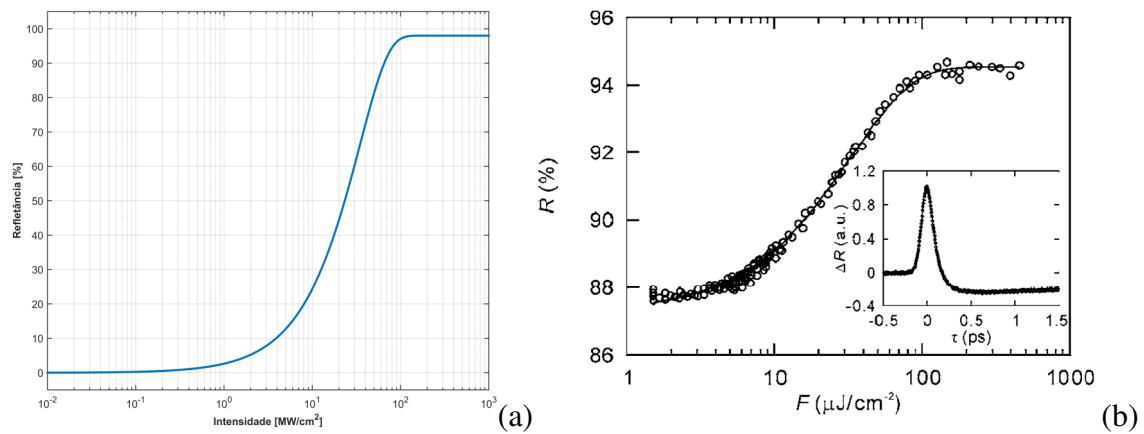


Figura 31 – (a) Comportamento típico do elemento saturável vs (b) comportamento real[44].

Considerando um laser de emissão transversal, este possuirá uma secção de ganho e uma secção que servirá de elemento saturável. Quando é aplicada corrente no elemento de ganho, a emissão espontânea de fótons tem início e alguma emissão estimulada pode ocorrer, contudo, no equilíbrio, as perdas continuam a ser superiores ao ganho. À medida que a radiação percorre o dispositivo vai sendo amplificada. A radiação estimulada crescerá até que o elemento saturável permita que o pequeno pico de radiação, formado por poucos modos, o atravesse. Por um curto período, para esses modos o ganho é superior às perdas. Nesse pequeno instante existe amplificação na cavidade laser. Os restantes modos iniciam o processo de sincronização com aquele pico, i.e., começam a ficar em fase. No equilíbrio, todos os modos estão sincronizados e o pequeno pico de radiação dá lugar ao impulso que caracteriza os lasers de modos bloqueados. Este mecanismo é ilustrado na Figura 32. O elemento saturável tem de ser mais rápido na recuperação do que o elemento de ganho para assegurar que somente o pico é amplificado [38].

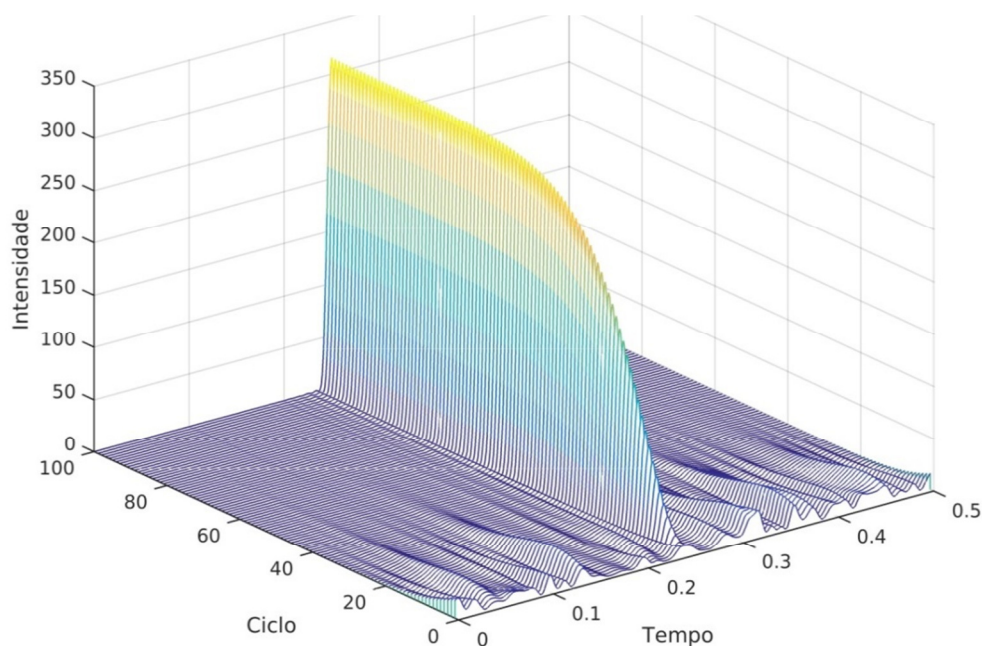


Figura 32 – Modelo de formação do impulso com base no elemento saturável

5.3.3.2. Modo Ativo

A geração de impulsos pelo modo ativo é conseguida através da modulação externa do ganho e/ou das perdas; contudo, a frequência da modulação deve possuir o mesmo valor que o tempo de voo da cavidade [24]. A modulação pode ser levada a cabo por diversos componentes tais como o modulador por electro-absorção, do inglês ‘electro-absorption modulator’, o modulador acústico-óptico ou o modulador Mach-Zehnder. Todos estes componentes são intra-cavidade, conduzidos por um sinal externo, como por exemplo, um sinal de RF. Somente durante o pico do sinal externo é que o ganho da cavidade se irá sobrepor às perdas da cavidade. Durante este curto período, e devido ao ganho positivo, é gerado um impulso óptico. Como somente nesse instante é que existe emissão, todos os modos possuem a mesma fase – logo, são modos bloqueados. O funcionamento típico está ilustrado na Figura 33.

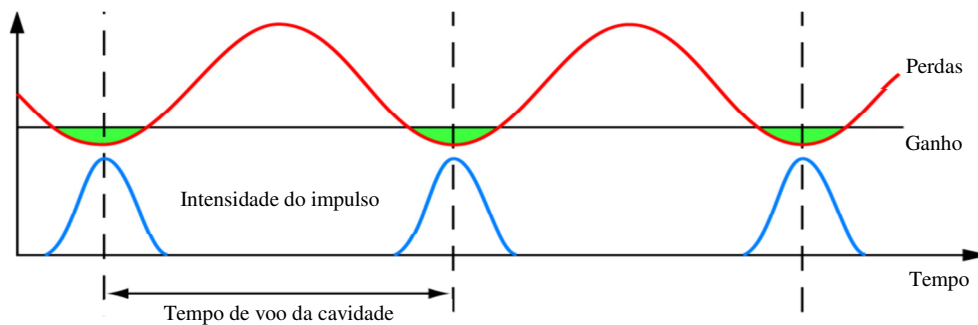


Figura 33 – Funcionamento do modo ativo

5.3.3.3. Modo Híbrido

O modo híbrido é assim designado quando ambos os modos, o passivo e o ativo, estão presentes no laser. A mecânica de geração dos impulsos é essencialmente a mesma que a do modo passivo, contudo os modos estão sincronizados com a referência externa como no caso do modo ativo.

5.3.4. Métricas de Estabilidade

A estabilidade em frequência é uma das especificações mais importantes de um oscilador. Este conceito não está associado à exatidão na frequência do oscilador mas à sua estabilidade para um determinado tempo de observação. Normalmente, essa estabilidade designa-se de curto termo se os intervalos de tempo de observação forem inferiores a 100 segundos. Caso contrário, para tempos de observação superior, designa-se como estabilidade a longo termo, associado a períodos de uma hora, um dia ou mesmo um ano [45].

A estabilidade é definida como uma estimativa estatística das flutuações do sinal no tempo, sendo esta quantidade normalmente apresentada como variações no domínio da frequência ou do tempo.

Em termos de caracterização dos lasers de modos bloqueados, também é da maior importância avaliar a estabilidade do trem de impulsos, dado que este parâmetro tem influência direta na incerteza da medida final, tal como referido anteriormente. No caso particular da técnica de medição de distâncias apresentada, é sobretudo a estabilidade a curto termo que é relevante, dado que é somente necessário assegurar a estabilidade em frequência, ou melhor, a incerteza no conhecimento do valor da frequência do trem de impulsos, durante o processo de medição, correspondente ao tempo de voo entre as duas plataformas (da ordem da dezena de microssegundo) multiplicado pelo número de medições envolvido no processo de correlação de impulsos. Para o efeito em causa esse valor será sempre muito inferior ao limite referido de 100 segundos.

Os lasers semicondutores de modos bloqueados, por si só, não possuem características de estabilidade adequadas para serem utilizados em sistemas de metrologia de distância, com elevada precisão, como na técnica por varrimento do trem de impulsos do laser. A melhoria das propriedades de estabilidade dos lasers estudados deve, portanto, ser caracterizada de um modo harmonizado, utilizando as mesmas métricas e estimativas de estabilidade. Podem ser considerados três processos de medida de estabilidade para o caso em estudo.

5.3.4.1. Avaliação do Espectro Elétrico

O processo de bloqueamento de modos reflete-se na melhoria do espectro elétrico e resulta numa largura de banda mais estreita, processo normalmente associado à redução do ‘jitter’. Entenda-se aqui que “melhoria” corresponde ao estreitamento do espectro associado ao pico que define a frequência fundamental do oscilador. Simultaneamente, em termos de

espectro óptico também pode ser verificado um espectro mais estável em virtude da estabilização, quer do número de modos existentes quer da sua amplitude.

Estas duas propriedades (espectro elétrico e espectro óptico) estão muitas vezes associadas na literatura. O termo usado para essa associação é ‘Produto largura de banda-tempo’ ou TBP, da sigla do inglês ‘Time Bandwidth Product’. O produto TBP, não sendo uma medida direta de estabilidade, é uma indicação de quão próximo o laser se encontra do limite teórico. Este produto pode ser encarado com uma medida da qualidade. De forma geral, os lasers de modos bloqueados, em que o campo elétrico no interior da cavidade pode ser relacionado com a presença de um solitão, possuem o produto largura de banda-tempo próximo do limite.

Para a avaliação da estabilidade em frequência do trem de impulsos gerado pelo laser de modos bloqueados, esta técnica é muito útil pois permite ter uma percepção visual imediata de quando o laser está bloqueado à frequência do oscilador externo que é utilizado no modo híbrido de operação. Em modo passivo, o laser de modos bloqueados tem um espectro RF centrado na frequência nominal da cavidade, subsistindo “ruído” (outros modos) que conduz ao alargamento do espectro na sua base. Quando o laser é disciplinado por uma fonte externa, como é o caso no modo híbrido, este oscila com uma estabilidade muito próxima da fonte externa, anulando os modos que não se encontram sincronizados e que têm um ganho menor na presença do modulador elétrico externo.

Sucintamente, com o aumento da estabilidade, a largura do pico do espectro de RF também diminui, facto que pode ser constatado na Figura 34. A figura apresenta o espectro de RF do trem de impulsos do laser semiconductor de dupla secção, um em modo passivo e outro em modo híbrido. A largura a meia altura do pico em modo passivo possui o valor de 64 KHz versus os 6 KHz em modo híbrido, confirmando que o laser num modo mais estável apresenta um estreitamento do espectro associado ao pico que define a frequência fundamental do oscilador.

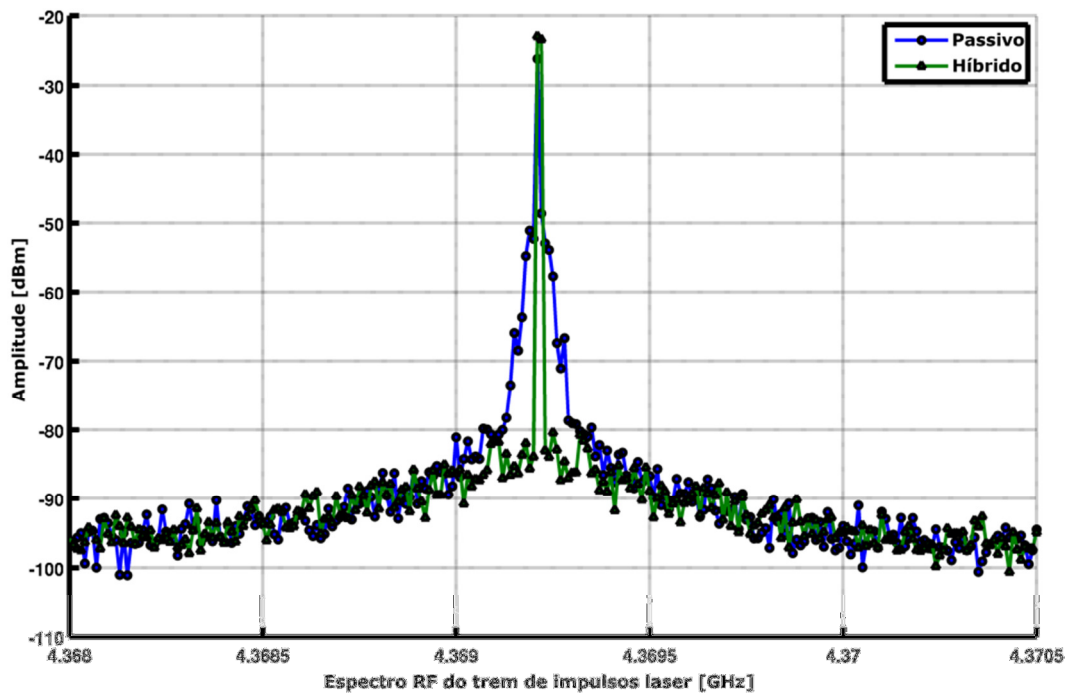


Figura 34 – Espectros de RF da frequência do trem de impulso do laser, em modo passivo e em modo híbrido.

5.3.4.2. Avaliação do 'jitter' de Impulso

O aumento da estabilidade da frequência do trem de impulsos do laser resulta na diminuição do 'jitter'. O 'jitter' é a variação do sinal real em relação ao sinal ideal no domínio do tempo. A origem do 'jitter' é causada por ruído ou por perturbações no sistema. Existem quatro tipos de 'jitter' [46]:

- 1) 'jitter' de período
- 2) 'jitter' entre ciclos
- 3) Erro num intervalo de tempo
- 4) 'jitter' de fase

As medidas do 'jitter' são realizadas no domínio do tempo, com exceção do 'jitter' em fase que é medida no domínio da frequência. O 'jitter' de período pode ser considerado uma medida de longo termo em virtude de se observar o desvio máximo no período ao fim de 10 000 amostras. Por outro lado, o 'jitter' entre ciclos mede a diferença entre os dois períodos de relógio para 1000 ciclos da frequência. Devido ao número reduzido de amostras, é considerado 'jitter' de curto termo. O *erro num intervalo de tempo*, ou 'Time interval error' (TIE), é a diferença temporal entre os flancos do relógio para N impulsos, num determinado intervalo de tempo.

O '*jitter*' de fase, $\mathcal{L}(f)$, é definido como sendo a razão entre as potências de sinal e ruído, normalizada para a frequência portadora com uma largura de banda de 1 Hz [47]. A Figura 35 ilustra o conceito de '*jitter*' de fase.

Por exemplo, um oscilador de 35 GHz que possui um ruído de fase de -85 dBc/Hz a uma frequência de offset de 100 kHz, significa que a potência a 35 GHz \pm 100 kHz se encontra 85 dB abaixo da potência do sinal a 35 GHz.

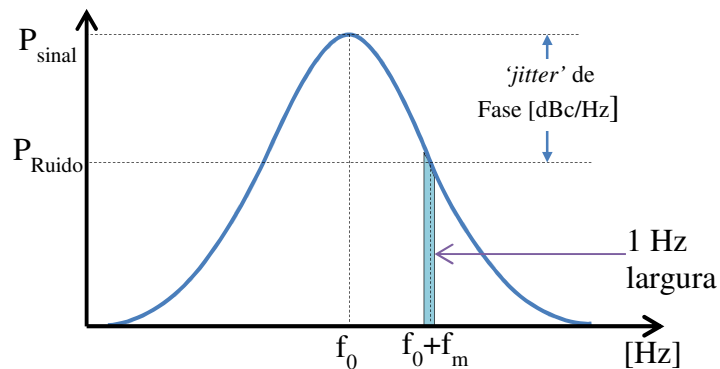


Figura 35 – '*jitter*' de fase

Um dos processos para avaliar o '*jitter*' é pelo uso de um correlador cruzado óptico. Recorde-se que, enquanto o auto-correlador faz a correlação óptica entre duas cópias do mesmo impulso, o correlador cruzado faz a correlação entre um impulso inicial e um outro, atrasado N impulsos. Este impulso "atrasado" acumula (dentro de determinados limites) o '*jitter*' entre impulsos de todos os impulsos anteriores o que resulta numa figura de correlação em que a largura a meia altura é superior à da do auto-correlador. Em síntese, a largura de impulso medida com um auto-correlador difere da medida do correlador cruzado em virtude deste conter informação do '*jitter*'.

O trabalho efetuado por Leaf A. Jiang et al(2001) [48], apresenta a técnica de leitura do '*jitter*' por correlação cruzada. No seu trabalho utiliza um laser semiconductor de modos bloqueados de ≈ 10 ps e 5 GHz de FTIL. O autor estuda a autocorrelação e correlação cruzada com recurso a uma fibra óptica de 1 km. No laser que utilizou, considerando efeitos tais como o '*jitter*' e a dispersão da fibra, em termos gerais o '*jitter*' integrado entre os dois espectros de correlação foi de ≈ 2 ps.

5.3.4.3. Avaliação do ‘Allan Deviation’

Além dos métodos anteriores no estudo da estabilidade da frequência dos impulsos laser, existe outra ferramenta para a avaliação da estabilidade do laser que é a designada por ‘Allan Deviation’ [49]. Este é um dos métodos usados para o estudo de osciladores. Um modelo de oscilador real pode ser escrito como [50]:

$$U(t) = (U_0 + \Delta U_0(t)) \cos(2\pi\nu_0 t + \phi(t)) \quad \text{Equação 39}$$

onde $U(t)$ representa o sinal do oscilador. O termo ‘ $U_0 + \Delta U_0(t)$ ’ está relacionado com a amplitude do sinal, onde ‘ $\Delta U_0(t)$ ’ representa o ruído em amplitude. O termo seguinte, ‘ $2\pi\nu_0 t + \phi(t)$ ’ está associado à frequência do oscilador em que o termo ‘ $\phi(t)$ ’ é o ruído de fase. O ruído de fase é um ruído aleatório. Para comparar a estabilidade de osciladores com diferentes frequências, é necessário normalizar as flutuações da fase através da expressão:

$$x(t) = \frac{\phi(t)}{2\pi\nu_0} \quad \text{Equação 40}$$

De forma similar, a frequência fracional normalizada é dada por:

$$y(t) = \frac{\Delta\nu(t)}{\nu_0} = \frac{dx(t)}{dt} \quad \text{Equação 41}$$

A Figura 36(a) apresenta a evolução da frequência fracional ao longo do tempo e em (b) a mesma variação mas com valores discretos.

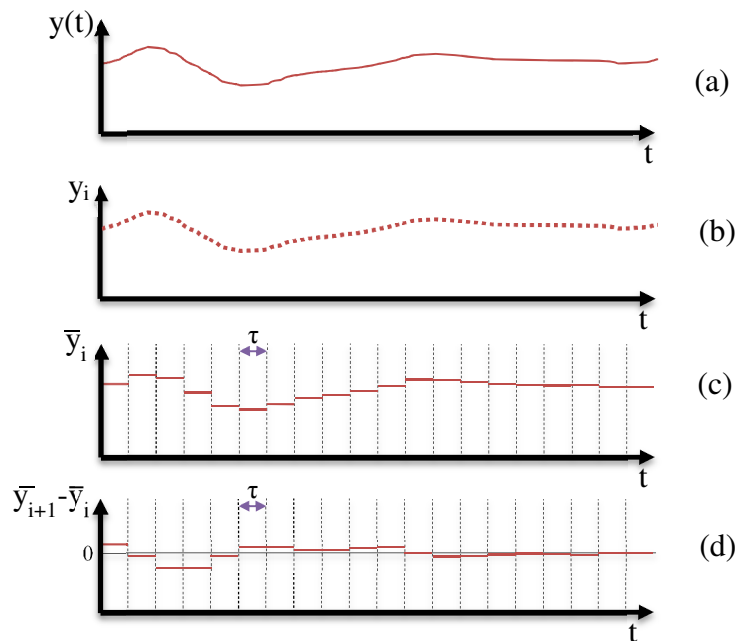


Figura 36 – (a) Evolução contínua da frequência fracional ao longo do tempo e em (b) a sua evolução em valores discretos. (c) Média dos valores da frequência fracional no intervalo τ . (d) Série de valores ‘ $\bar{y}_{i+1} - \bar{y}_i$ ’ usados para calcular a variância de Allan.

Se $y(t)$ for medido por um frequencímetro, o resultado obtido corresponde a uma série de medidas, conforme é representado pela Figura 36, em que cada valor é dado pela expressão:

$$\bar{y}_i = \frac{1}{\tau} \int_{t_i}^{t_i+\tau} y(t) dt \quad \text{Equação 42}$$

onde τ é o tempo de integração. Em virtude das variações da frequência serem aleatórias e assumindo que a sua distribuição é gaussiana, a variância de *Allan*, para N amostras, com um tempo de integração τ e tempo entre amostras T , é dada pela expressão:

$$\sigma^2(N, T, \tau) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left(\bar{y}_i - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \bar{y}_j \right)^2 \quad \text{Equação 43}$$

Fazendo $N=2$ e $T=\tau$, i.e., a variância de *Allan* $\sigma_y^2(2, \tau, \tau)$, ou utilizando uma notação reduzida [50], $\sigma_y^2(2, \tau)$ ou $\sigma_y^2(\tau)$, a Equação 43 fica reduzida à forma:

$$\sigma_y^2(\tau) = \left\langle \sum_{i=1}^2 \left(\bar{y}_i - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 \bar{y}_j \right)^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_2 - \bar{y}_1)^2 \rangle \quad \text{Equação 44}$$

onde a evolução temporal é visualizada na Figura 36(d). A variância de *Allan* é assim descrita pela seguinte expressão:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{i+1} - \bar{y}_i)^2 \rangle \quad \text{Equação 45}$$

e a sua raiz quadrada, vulgarmente conhecida como ‘*Allan Deviation*’ é baseada na diferença entre duas frequências adjacentes, ou seja:

$$\sigma_y(\tau) = \sqrt{\sigma_y^2(\tau)} \quad \text{Equação 46}$$

onde se salienta o facto de que, para validar a Equação 45 o tempo entre amostras T tem de ser igual ao tempo de integração τ , i.e., o frequencímetro deve ter a capacidade de adquirir valores sem tempo morto entre amostras. Esta capacidade é indispensável para o estudo da estabilidade. A Equação 45 é a base para o programa de aquisição e processamento de sinal do frequencímetro; programa desenvolvido para o estudo da estabilidade dos lasers.

De todos os três métodos apresentados e testados em laboratório, a avaliação do ‘*Allan deviation*’ foi o adotado para todos os estudos subsequentes em que foi necessário avaliar as alterações das condições de estabilidade dos lasers em estudo. Se bem que o primeiro método, o da avaliação do espectro elétrico, se tenha verificado como muito útil para uma análise rápida da estabilidade do laser, a quantificação da estabilidade em frequência por medida do espectro

é razoavelmente complexa e apresenta incertezas elevadas, facto associado também à instrumentação utilizada para o efeito.

O segundo método quantifica sobretudo o '*jitter*', não diretamente a estabilidade em frequência, que é o parâmetro que nos permite no final, avaliar a incerteza da técnica de medição de distâncias.

O '*Allan deviation*', sendo uma medida direta da estabilidade em frequência é o mais útil para o estudo em causa e permite avaliar, com alguma facilidade, a incerteza associada à medida da frequência nos vários regimes de operação do laser.

A aplicação destas técnicas é, no entanto, dependente da tecnologia/estrutura do laser, pelo que nem todas são adequadas aos vários tipos. Todos os lasers estudados possuem arranque automático, i.e., naturalmente sincronizam os seus modos. Esta propriedade permite-lhes emitirem impulsos sem qualquer intervenção externa, dado que operam em modo passivo.

5.3.5. Técnicas de Estabilização em Frequência do Laser de Modos Bloqueados

Um dos objetivos do estudo efetuado ao longo deste trabalho está associado à melhoria dos parâmetros de estabilidade, em termos de frequência do trem de impulsos, i.e., melhoria do espectro de RF. As técnicas apresentadas neste trabalho são:

- Modo Híbrido
- Injeção Óptica Contínua
- Dupla Injeção Óptica Contínua
- Realimentação Optoelectrónica
- Realimentação Óptica
- Malha de captura de fase

Todas estas técnicas têm por objetivo estabilizar o laser em termos de RF, à exceção da técnica de 'Injeção Óptica Contínua'. No entanto, é importante mencionar que o seu mecanismo é aplicado na técnica de 'Dupla Injeção Óptica Contínua'.

5.3.5.1. Modo Híbrido

A técnica de estabilização designada por modo híbrido consiste em modular o laser através de um sinal RF externo. A injeção do sinal de RF no laser pode ser efetuado quer no elemento saturável quer no elemento de ganho, tal como mostra a Figura 37.

A injeção do sinal RF no laser é feita, preferencialmente, no elemento saturável, no caso em que os dispositivos têm este elemento integrado na cavidade. Como o elemento saturável se encontra polarizado, é necessário utilizar um componente de RF designado por ‘bias tee’. A função deste componente é combinar um sinal de RF com uma tensão DC. O ‘bias tee’ é composto por dois componentes, um indutor e um condensador. O indutor deixa passar tensões DC, mas bloqueia sinais de RF e o condensador tem o comportamento inverso.

A injeção de RF provoca uma modulação dos portadores de cargas, que por sua vez provocam uma modulação do índice de refração do meio [51]. Desta forma, a frequência do trem de impulsos do laser, que se encontra associada ao comprimento da cavidade, passa a estar modulada à mesma frequência da fonte de RF. Como resultado, existe um sincronismo entre a frequência da fonte de RF e a frequência do trem de impulsos do laser [52]–[54].

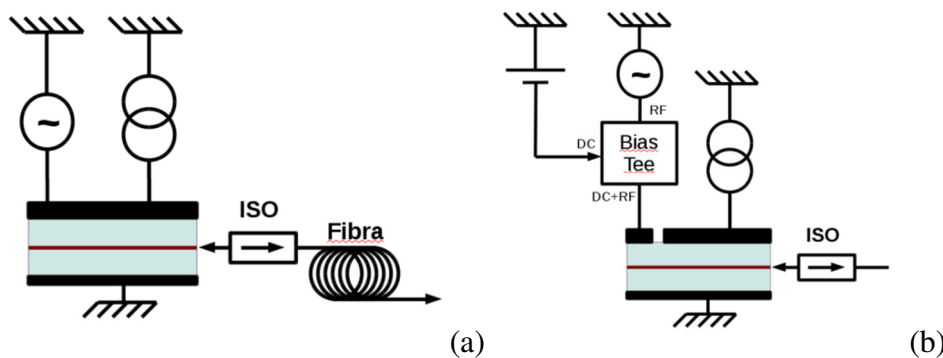


Figura 37 – Esquemas típicos de injeção do sinal de RF no laser. (a) Injeção no elemento de ganho ou (b) no elemento saturável.

A estabilização da frequência do trem de impulsos do laser (FTIL) é limitada pela estabilidade da fonte de RF [54], contudo o ‘Produto tempo-largura de banda’ (em inglês: TBP = time-bandwidth product) não melhora significativamente [55]. Embora esta técnica apresente excelentes resultados na estabilização, tem a desvantagem de ser difícil de implementar para valores elevados de FTIL (>40 GHz) limitado pela qualidade das referências elétricas existentes para esta gama de frequências.

5.3.5.2. Injeção Óptica Contínua

Um laser de modos bloqueados quando se encontra a operar, exibe competição entre os diversos modos. Essa concorrência entre os modos conduz a ruído, quer no espectro óptico quer no espectro elétrico. Uma forma de minimizar essa concorrência é através do método de estabilização por injeção óptica. Este método consiste em injetar radiação laser contínua na cavidade do laser a estabilizar. A injeção óptica privilegia um dos modos face aos outros, diminuindo a concorrência, i.e., reduz as flutuações entre os modos.

Na Figura 38(A) encontram-se os resultados do modelo criado por Natalia Rebrova et al(2010) [56], utilizando os parâmetros de um laser de modos bloqueados de 10 GHz. Para baixos valores de ganho o laser é estável porque o seu espectro óptico (Figura 38a) tem um perfil gaussiano e os seus impulsos são regulares (Figura 38b). No entanto, para elevados valores de ganho, o espectro óptico degrada-se (figura c) e a forma dos impulsos fica errática (figura d). Com a injeção de radiação laser contínua observa-se no seu espectro óptico (figura e) uma diminuição da largura de banda, demonstrando uma forma regular do seu espectro e impulsos mais homogêneos/regulares (figura f). A autora demonstra que a instabilidade associada a valores elevados de ganho pode ser suprimida quando um dos modos do dispositivo é bloqueado através da injeção óptica contínua contribuindo assim para baixar a largura de banda do seu espectro óptico.

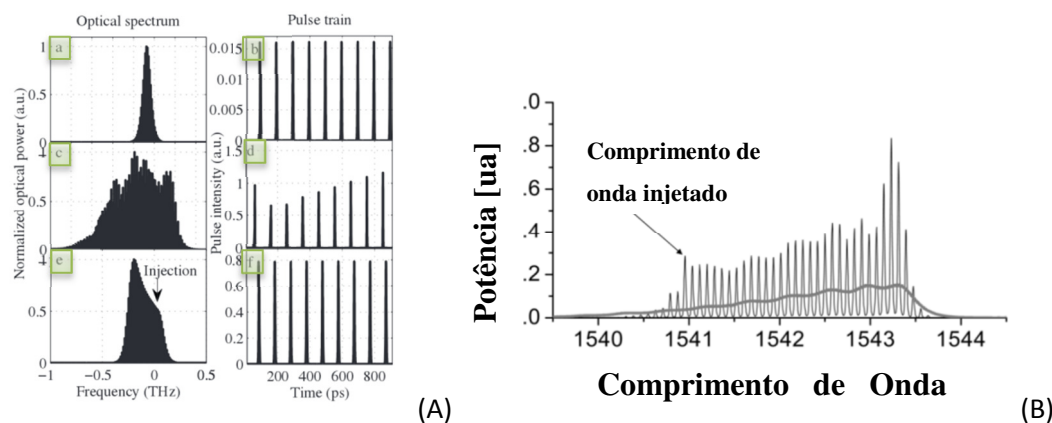


Figura 38 – (A) Cálculo dos impulsos [56] (a) e do seu espectro (b) de um laser semiconductor com PRF de 10 GHz, com baixo ganho, $g_0 = 0,11$. Forma dos impulsos (d) com ganho de $g_0 = 0,5$ e seu espectro. Forma dos impulsos (e) após a injeção óptica ($g_0 = 0,5$) e seu espectro (f). Em (B) é o comparativo do espectro óptico de um laser de modos bloqueados com e sem injeção óptica contínua (preto e cinzento, respetivamente). A seta indica o comprimento de onda utilizado na injeção óptica [57].

5.3.5.3. Dupla Injeção Óptica Contínua

A “Dupla Injeção Óptica Contínua”, do inglês ‘*Dual-mode optical Injection*’, é uma técnica de estabilização que consiste em injetar na cavidade radiação de amplitude contínua mas com dois comprimentos de onda. Trata-se de uma técnica de estabilização que é similar à da *injeção óptica contínua*.

Os dois comprimentos de onda originam um batimento ou modulação na cavidade. A estabilização ocorre quando a separação dos comprimentos de onda for igual à frequência do tempo de voo da cavidade. A justaposição da modulação com o batimento natural da cavidade faz com que a FTIL fique bloqueada à modulação. Através deste método verifica-se que, quer o ‘*jitter*’, quer o TBP melhoram significativamente [58]–[60].

Em termos práticos, a geração de dois comprimentos de onda pode ser simplificada com o uso do interferômetro Mach-Zehnder, conforme ilustrado na Figura 39. Usando um laser de frequência única (estreita largura de banda óptica) e contínuo, após atravessar o interferômetro o seu espectro óptico vai apresentar bandas laterais com um afastamento ditado pela frequência do oscilador RF.

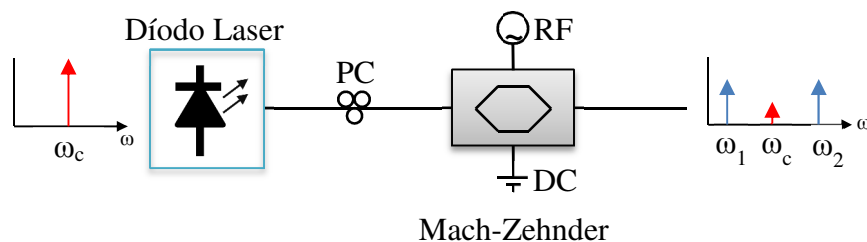


Figura 39 – Geração de dois comprimentos de onda com recurso ao interferômetro de Mach-Zehnder. PC: Controlador de polarização

Na Figura 40(a) é ilustrado o esquema de montagem onde se obtêm níveis de ‘*jitter*’ muito reduzidos[61], com um valor inferior a 5 fs (1 Hz – 100 MHz). O exemplo disso é a montagem de Marcia Costa e Silva [62] que estabiliza o laser de 427 GHz. Com o interferômetro de Mach-Zehnder são gerados dois (ou mais) comprimentos de onda cuja separação é múltipla da frequência RF, e neste caso a 10ª harmónica. A estabilidade final do laser é a mesma da fonte RF.

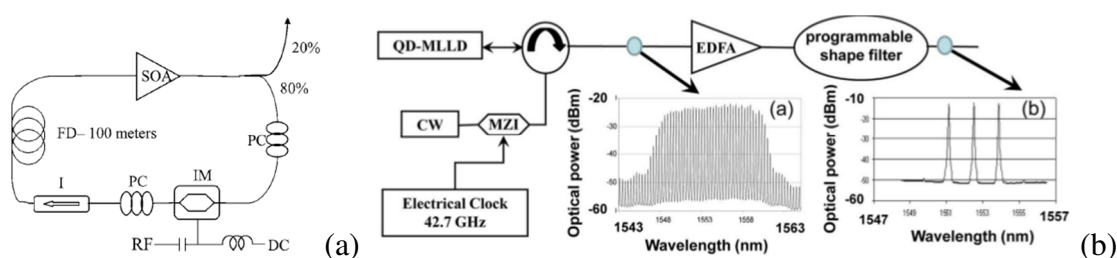


Figura 40 – Esquema de dupla injeção óptica com o auxílio do interferômetro de Mach-Zehnder (a) em lasers de fibra [61] e (b) laser semiconductor com modos bloqueados [62] com uma frequência dos impulsos de 427 GHz.

Sendo que esta técnica é implementada somente com componentes ópticos, não existe limitação na sua implementação, associada à largura de banda dos componentes eletrônicos. Este facto, representa uma vantagem sobre os sistemas ativos/híbridos, em especial quando a frequência de repetição do trem de impulsos é elevada (> 40 GHz).

5.3.5.4. Realimentação Optoelectrónica

A técnica de estabilização por “realimentação optoelectrónica” é usada para estabilizar a frequência do trem de impulsos do laser, por redução do ‘jitter’. É usado um fotodíodo para converter a FTIL em um sinal elétrico. O sinal elétrico é injetado no laser, por exemplo no elemento saturável, ou é usado para controlar um espelho da cavidade (por exemplo, acionando um elemento piezoelétrico). O esquema típico [63] é observado na Figura 41.

O trem de impulsos presente à saída do fotodíodo, cujo valor de frequência corresponde à FTIL natural do laser, é, após filtragem/atraso, injetado no elemento saturável. Na malha de realimentação existe um elemento de atraso, por norma uma fibra óptica, cujo objetivo é sobrepor ao campo elétrico da cavidade a modulação atrasada; resultando na diminuição do ruído. A interação entre ambos os processos vai reduzir o ‘jitter’. Consequentemente, a redução do ‘jitter’ resulta na diminuição da largura de banda do espectro RF.

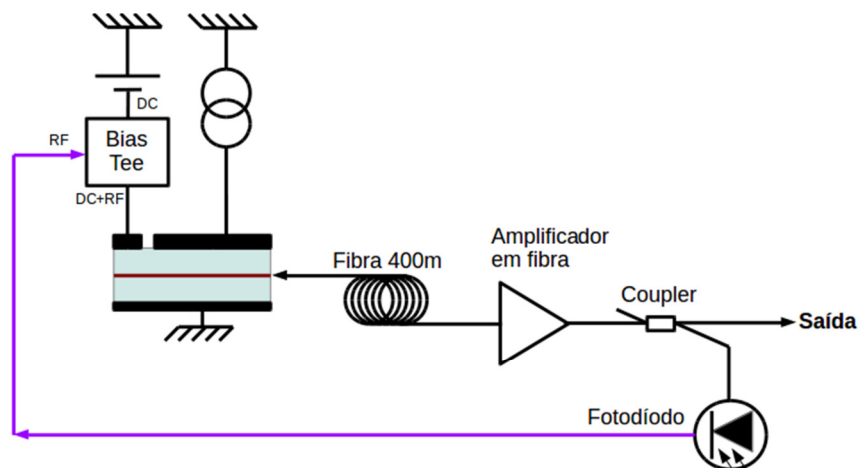


Figura 41 – Esquema típico de realimentação optoelectrónica.

Embora esta técnica não necessite de um oscilador RF, exige, no entanto, um fotodíodo com largura de banda acima da FTIL para converter os impulsos ópticos em impulsos elétricos; levando de novo à limitação da largura de banda RF em que a técnica é eficaz.

5.3.5.5. Realimentação Óptica

Tal como na técnica anterior, a estabilização da FTIL é realizada através da realimentação do sinal de saída para a cavidade. Contudo, como não possui elementos elétricos, esta técnica de estabilização possui uma elevada largura de banda. Visto ser somente realizada através de componentes ópticos, esta técnica designa-se por “realimentação óptica”.

Esta técnica não exige nenhuma montagem complexa para se integrar no laser de modos bloqueados. Pelo uso de um divisor de feixe óptico, parte do sinal de saída é desviado para a malha de realimentação onde é injetado na cavidade óptica do laser. Os impulsos de realimentação devem ser sincronizados com os impulsos da cavidade de forma a haver interferência construtiva através da unidade de atraso, o que se traduz pelo aumento da estabilidade e diminuição do ‘jitter’. Tal como na realimentação optoelectrónica, o processo de interferência vai reduzir a ‘emissão espontânea amplificada’ (ASE) [64], [65]. O atraso da realimentação é dado pelo comprimento da linha de realimentação. Esse comprimento é que determina se a diminuição do ‘jitter’ é de curto ou longo termo.

É possível implementar várias malhas fechadas [66] com o objetivo de reduzir ambos os termos do ‘jitter’. Com o uso de várias malhas de realimentação, o ‘jitter’ diminui com o aumento quer do número de anéis quer com o comprimento do anel. Outro dado importante respeita ao facto de a largura a meia altura do pico de RF diminuir com o aumento da potência da radiação de realimentação.

Na Figura 42 é apresentado o esquema típico de realimentação óptica. Neste esquema, a emissão do laser é dividida sendo que parte é injetada na cavidade formando um anel. Existe um componente de atraso para sincronizar as fases dos modos na cavidade com as fases dos modos na realimentação. O controlador de polarização permite ajustes na polarização para melhorar o acoplamento dos portadores.

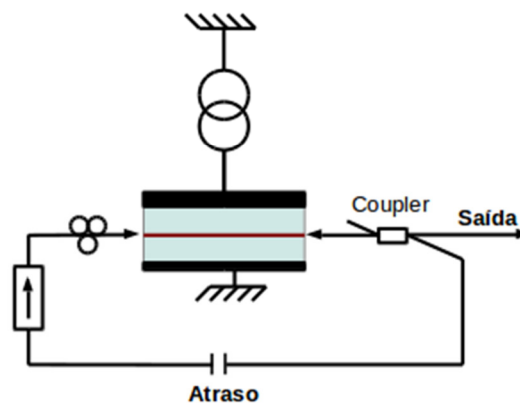


Figura 42 – Esquema básico da realimentação óptica.

Este método tem como principal vantagem a total ausência de componentes eletrônicos, sendo ideal para frequências elevadas. O uso de múltiplos anéis de realimentação diminui o ‘jitter’ por fazer a sua integração na cavidade óptica.

5.3.5.6. Malha de Captura de Fase

A malha de captura de fase, do inglês ‘Phase-Locking loop’ é comumente conhecida pelas suas siglas, PLL. Esta técnica é utilizada para sincronizar dois sinais periódicos com a mesma frequência bloqueando as suas fases. O oscilador local é o sinal de referência e o outro sinal provem da malha de realimentação. O esquema básico da sua implementação é ilustrado na Figura 43(a).

Em determinadas condições de operação, o laser porta-se como se fosse um oscilador controlado por tensão, com as siglas VCO (voltage-controlled oscillator). Aplicando o princípio do PLL, é possível obter a sincronização da frequência do trem de impulsos do laser com um sinal de referência externo.

Em 1999, Eiji Yoshida apresentou um circuito para controlar a frequência do trem de impulsos do laser com o auxílio de um sintetizador [67]. O esquema do controlo da frequência por PLL está apresentado na Figura 43(b). Mais recentemente, o modelo apresentando uma análise teórica mais detalhada, demonstrou que a malha de realimentação é mais estável. O erro em frequência do trem de impulsos do laser é da mesma ordem de grandeza que o da fonte de referência [68].

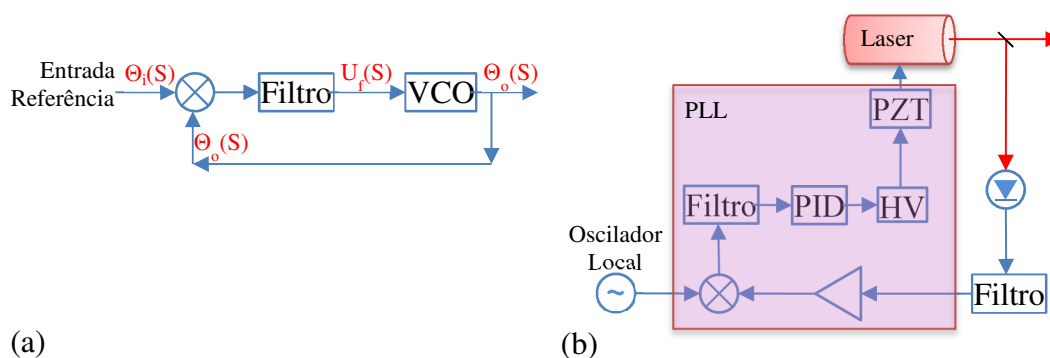


Figura 43 – (a) Circuito básico da malha de captura de fase. (b) Esquema PLL implementado num laser [67].

5.3.5.7. Síntese

A Tabela 5 sintetiza as principais características de cada técnica anteriormente descrita.

Tabela 5 – Resumo das técnicas de estabilização em lasers de semicondutores de modos bloqueados

Técnica	Oscilador Externo	Melhoria no Espectro RF	Melhoria TBP	Conversão Optoelectrónica	Limitação na Banda RF
Modo Híbrido	Necessário	Sim	Não	Desnecessário	Limitado
Injeção Óptica Contínua	Desnecessário	Não	Sim	Desnecessário	Não Limitado
Dupla Injeção Óptica Contínua	Desnecessário*	Sim	Sim	Desnecessário	Não Limitado*
Realimentação Optoelectrónica	Desnecessário	Sim	Não	Necessário	Limitado
Realimentação Óptica	Desnecessário	Sim	Não	Desnecessário	Não Limitado
Malha de captura de fase	Necessário	Sim	Não	Necessário	Limitado

TBP – Produto largura de banda-tempo (sigla em inglês ‘Time Bandwidth Product’)

* – Se for utilizado o interferómetro Mach-Zehnder, é necessário um oscilador externo e a consequente limitação na largura de banda RF

6. Resultados de Estabilização

No âmbito deste estudo, e com o objetivo de avaliar a utilização dos lasers de semicondutor de modos bloqueados em sistemas de metrologia de distância foram estudados três tipos de laser; um dos lasers pertence ao grupo de emissão vertical e os dois restantes ao grupo de emissão transversal. A diferença entre os dois lasers de emissão transversal é a presença do elemento saturável na cavidade em um deles. Nas secções seguintes serão apresentados os lasers estudados, bem como os resultados de estabilização obtidos.

O estudo destes três tipos de laser resulta diretamente da necessidade de verificar-se, apesar da limitação intrínseca dos lasers de semicondutores de modos bloqueados, estes têm ou não características que permitam a implementação da técnica de medição de distâncias absolutas com a maior precisão possível. Apesar de, em termos de princípio de funcionamento, estes três tipos de laser serem semelhantes, a sua implementação tecnológica é bastante diversa e as soluções possíveis para otimizar as características de estabilidade são, em consequência, também fundamentalmente diferentes.

No estudo destes três tipos de laser, em que era importante caracterizar as suas propriedades e a sua adequabilidade ao sistema de metrologia de distância, houve uma série de contratempos. De facto, o reduzido tempo de vida de uns ou a avaria de outros, em determinadas circunstâncias, não permitiu avaliar todas as propriedades relevantes de cada laser, nem implementar as técnicas de estabilização mais adequadas.

No entanto, e como se mostra mais adiante, foi possível caracterizar e obter níveis de estabilização num dos tipos de laser que viabiliza, em termos de conceito, o sistema de medida de distância absoluta baseado nesta tecnologia laser.

6.1.VECSEL

A designação VECSEL corresponde ao acrónimo em inglês para ‘vertical external cavity surface emitting laser’ e que foi o único laser deste tipo que foi estudado neste trabalho. Este laser foi adquirido à RefleKtron, uma empresa spin-off do Departamento de Investigação em Optoelectrónica (Optoelectronics Research Centre) da Universidade de Tecnologia de Tampere, Finlândia. Trata-se de um laser de modos bloqueados [69] com impulsos de duração de 5 ps a uma frequência de 2,0 GHz. A potência de emissão é cerca de 30 mW, sendo o comprimento de onda de 1050 nm. As fotografias da montagem estão disponíveis na Figura 44.

Este laser é de cavidade aberta, composto por um elemento de ganho, de tipologia vertical, um elemento saturável e um sistema de bombeamento óptico externo. A cavidade tem uma geometria em “Z” e é implementada em óptica de espaço livre, numa bancada de teste dedicada.

A estrutura do elemento de ganho do laser consiste em quinze poços quânticos entre duas camadas de GaInP e um espelho de Bragg (DBR). O material do poço quântico é GaInAs com 7 nm de espessura. Cada poço quântico encontra-se entre duas camadas de 5 nm de GaAs para compensar o fator de estrutura, i.e., a dimensão da rede cristalina. Desta forma, o poço quântico fica aliviado das tensões da rede cristalina provocadas por diferentes materiais, com diferentes fatores de estrutura. A espessura de material entre cada poço quântico é determinada de modo a que cada poço quântico fique no antinodo do campo elétrico. O comprimento total do elemento de ganho desde o espelho de Bragg até à interface com o ar, é de $8,75 \lambda$. Além disso, o elemento de ganho foi irradiado com iões pesados de maneira a encurtar o tempo de recuperação da absorção. O tempo de recuperação, medido pelo fabricante, foi de cerca 2 ps, com uma profundidade de modulação de 1%. Este valor é suficiente para um arranque automático do laser em modo bloqueado.

O espelho de Bragg é composto por 27,5 pares de GaAs/AlAs com uma espessura de $1/4\lambda$. Toda a estrutura é fabricada pela técnica ‘molecular beam epitaxy’ (MBE) sem interrupção do vácuo, i.e., o laser é fabricado em várias etapas contínuas.

O dispositivo é fabricado num substrato sacrificial, i.e., depois de todas as camadas terem sido depositadas, o substrato é dissolvido. A primeira camada a ser depositada é a camada mais próxima da interface com o exterior. O processo de fabrico inicia-se com os depósitos das várias camadas que constituem os poços quânticos num substrato de GaAs, seguido pelo espelho de Bragg. Após o depósito de todas as camadas, o elemento de ganho fica fixo, não pelo substrato de GaAs mas pela face que possui o espelho de Bragg, ao dissipador de calor de diamante com as dimensões de 2x2x0,3 mm, usando solda de índio. Este dissipador, por sua vez, é fixado ao suporte metálico de cobre por meio de solda eutética de ouro e estanho. O substrato sacrificial de GaAs é removido por ‘wet etching’ e na interface elemento de ganho/ar são depositadas duas camadas finais de SiO₂-TiO₂, com o objetivo de formarem a camada antirreflexo.

O elemento saturável (SESAM) foi fabricado em conjugação com o espelho de Bragg para que ambos formem um dos espelhos da cavidade laser. O processo de fabrico é

semelhante ao elemento de ganho, com a exceção de que o elemento saturável é composto de três poços quânticos de GaInAs, cada um com uma espessura de 9 nm. Cada poço quântico possui duas camadas de GaAs para compensar o fator de estrutura. O espelho de Bragg possui 27,5 pares de GaAs/AlAs, tal como o do elemento de ganho.

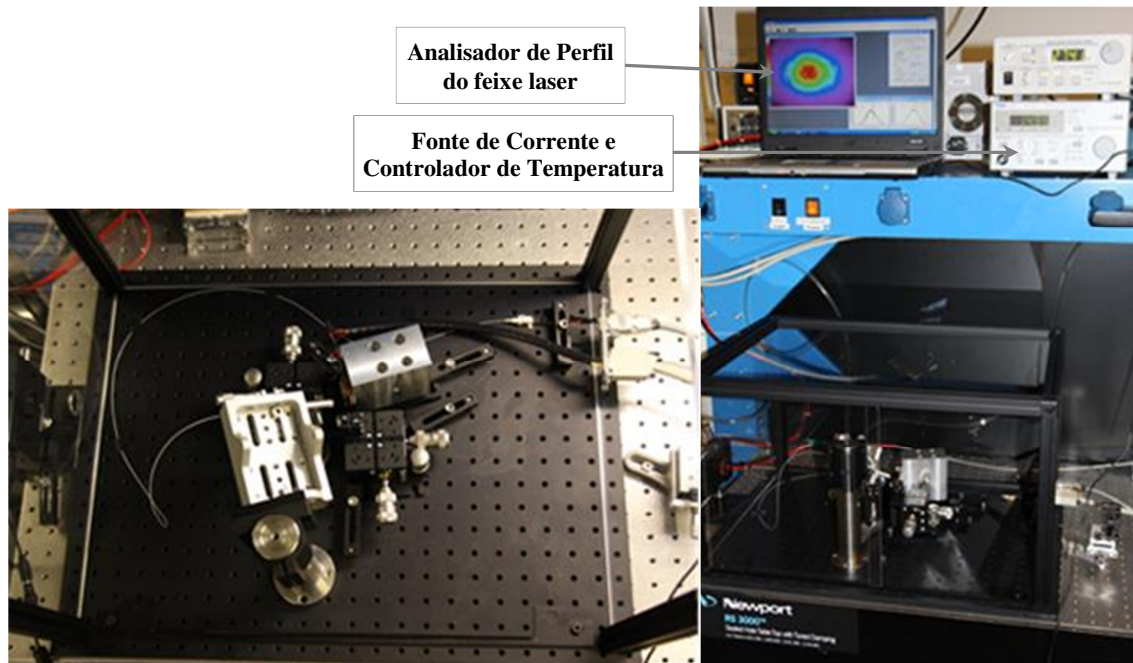


Figura 44 – Fotografias da montagem do VECSEL

6.1.1. Projeto Óptico

Tratando-se de um laser de cavidade aberta, a escolha dos componentes e das distâncias entre eles é crítica. Neste contexto, nesta secção apresentam-se os cálculos necessários para determinar se a montagem resulta numa cavidade ressonante ou não. A utilização do formalismo ABCD para simulação da cavidade óptica é o método mais eficaz para implementar um oscilador laser. O formalismo da matriz ABCD dos componentes necessários para simular o VECSEL, no plano sagital e tangencial, são dados pela Tabela 6.

Tabela 6 – ABCD matrizes para os elementos ópticos necessários para o VECSEL

Elemento Óptico	Plano Sagital	Plano Tangencial
Distância d	$M_d = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$M_d = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
Lentes finas (distância focal f)	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}$
Espelho de raio R, em relação ao eixo (M_{HR})	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2 \cos(\theta) / R & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R \cos(\theta) & 1 \end{pmatrix}$
Espelho Plano	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$

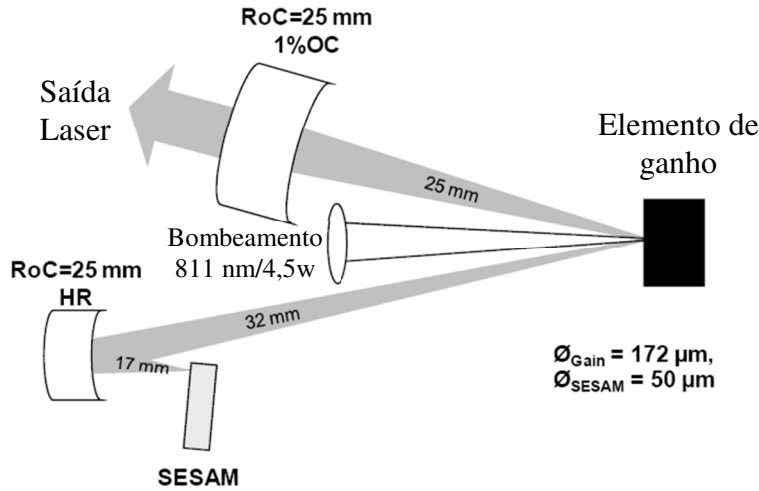


Figura 45 – Esquema da montagem em Z do VECSEL da Reflektron.

A cavidade óptica em Z é apresentada na Figura 45. Utilizando as expressões dos elementos constituintes da cavidade, obtemos as seguintes matrizes para os planos sagital e tangencial:

$$M_s = M_{17} M_{HR} M_{32} M_{ganho} M_{25} M_{OC} M_{25} M_{ganho} M_{32} M_{HR} M_{17} \quad \text{Equação 47}$$

$$M_t = M_{17} M_{HR} M_{32} M_{ganho} M_{25} M_{OC} M_{25} M_{ganho} M_{32} M_{HR} M_{17} \quad \text{Equação 48}$$

Para a cavidade óptica ser estável [70], o módulo do traço ($\sum_{i=1}^n a_{ii}$) das matrizes referentes aos planos sagital e tangencial, M_s e M_t , devem ser inferiores à unidade [71]; ou seja:

$$M_i = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad \text{Equação 49}$$

$$\left| \frac{A + D}{2} \right| \leq 1 \quad \text{Equação 50}$$

Utilizando os valores da Figura 45 resulta nos valores de 1 para as matrizes M_s e M_t , confirmando que a cavidade óptica é estável.

6.1.2. Montagem do VECSEL

Neste tipo de laser todos os componentes são individualizados. Utilizando o design em Z, esta cavidade mostra-se versátil para a introdução de componentes intra-cavidade para estabilização. Na Figura 46 apresenta uma fotografia da montagem. O comprimento de onda do laser de bombeamento é 811 nm com uma potência máxima de 4,5 W. É fabricado pela JDSU, modelo L4-2495-003, com a saída em fibra SMC. O sistema de entrega é constituído por um colimador e uma lente de focagem. Este conjunto é montado sobre uma mesa de translação com o objetivo de se controlar o diâmetro do feixe do laser de bombeamento sobre o elemento de ganho.

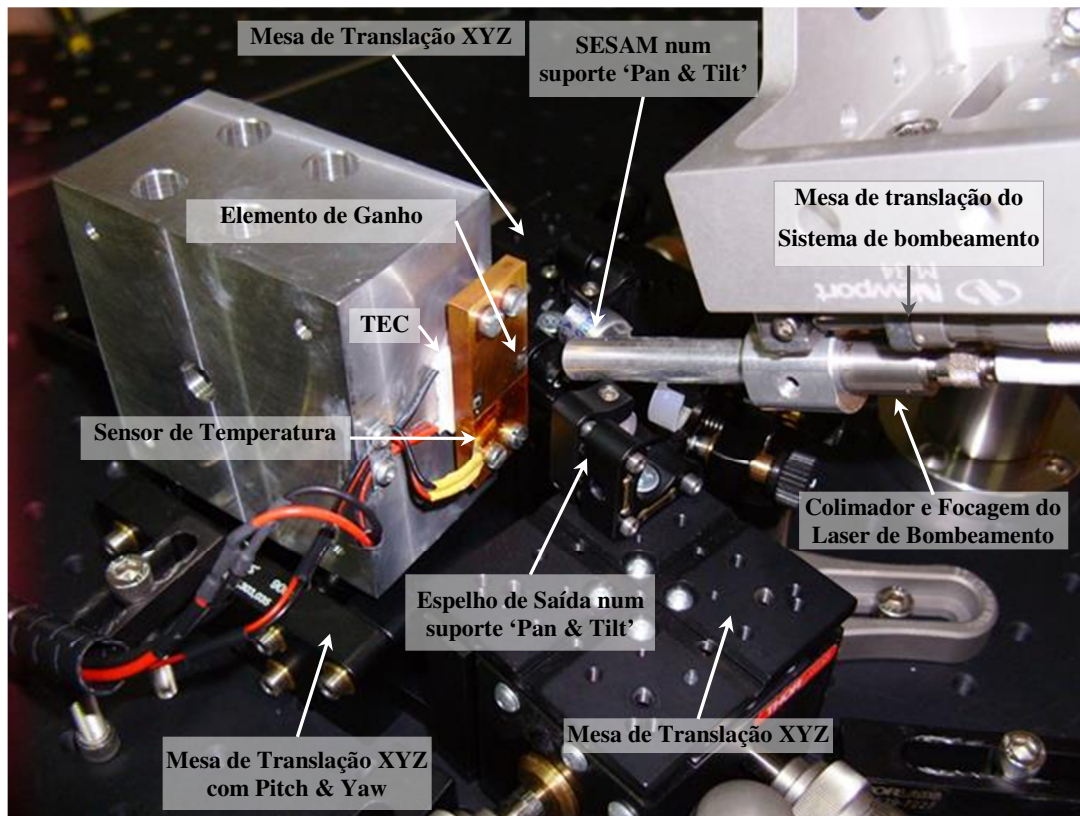


Figura 46 – Fotografia da montagem do VECSEL.

O laser possui a sua temperatura controlada pela unidade TED350 na Thorlabs™®. Esta unidade é capaz de controlar um TEC de 40W e está equipada com um sensor de temperatura semicondutor, AD590L. Com este sensor, a unidade consegue controlar a temperatura num intervalo de -45 °C até +145 °C, com uma resolução na medição de 0,001 °C. No entanto, para evitar condensação da humidade do ar no elemento de ganho foi decidido que a temperatura mínima de trabalho seria 10 °C.

A maior vantagem do esquema em Z é a possibilidade de se obterem diferentes valores de fluência quer para o elemento de ganho, quer para o espelho saturável (SESAM) apenas variando a posição do espelho curvo que se encontra entre ambos. As características de emissão do laser, que foram fornecidas pelo fabricante, são apresentadas na Figura 47. O comprimento de onda de emissão situa-se nos 1056 nm. Uma das vantagens deste comprimento de onda (CDO) é a possibilidade de utilização dos componentes ópticos com as camadas antirreflexo dos laser Nd:YAG (1064 nm). Além da facilidade em se obterem componentes ópticos, o seu custo é mais reduzido em virtude de serem comerciais. A largura de impulso de ≈ 6 ps está dentro dos requisitos para a utilização no sistema metrológico baseado no varrimento da frequência dos impulsos.

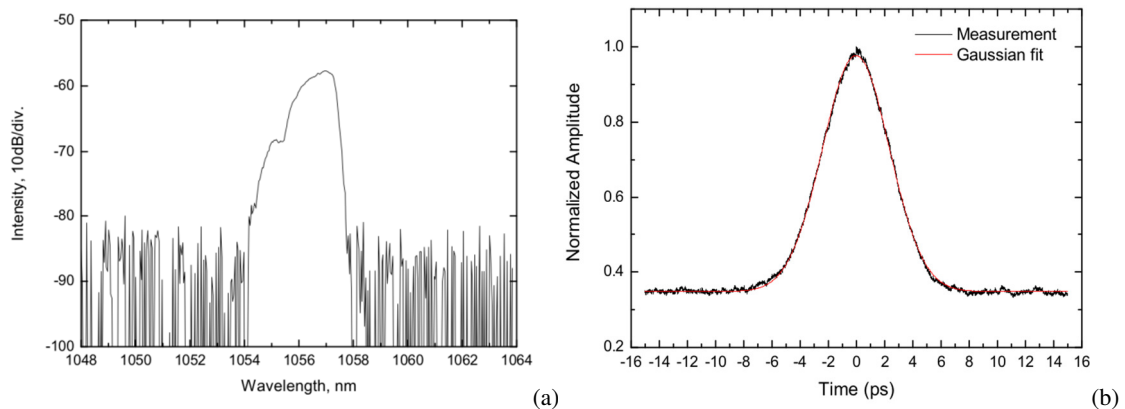


Figura 47 – (a) Comprimento de onda de emissão do VECSEL e (b) largura do impulso medido através do auto-correlador.

Para o estudo e caracterização dos lasers, foi projetado um auto-correlador não-linear baseado na geração da 2ª harmónica, conforme apresentado na Figura 48. Trata-se de um instrumento de caracterização importante porque permite medir a duração do impulso. Na figura (a) é apresentado o esquema da montagem e na parte (b) da figura, o desenho do projeto. O projeto do auto-correlador levou em conta o facto de poder ser transformado na montagem do sistema de metrologia; sendo que o retrorefletor do braço de medida é substituído por um suporte para dois colimadores para fibra e em que a fibra simula um percurso superior.

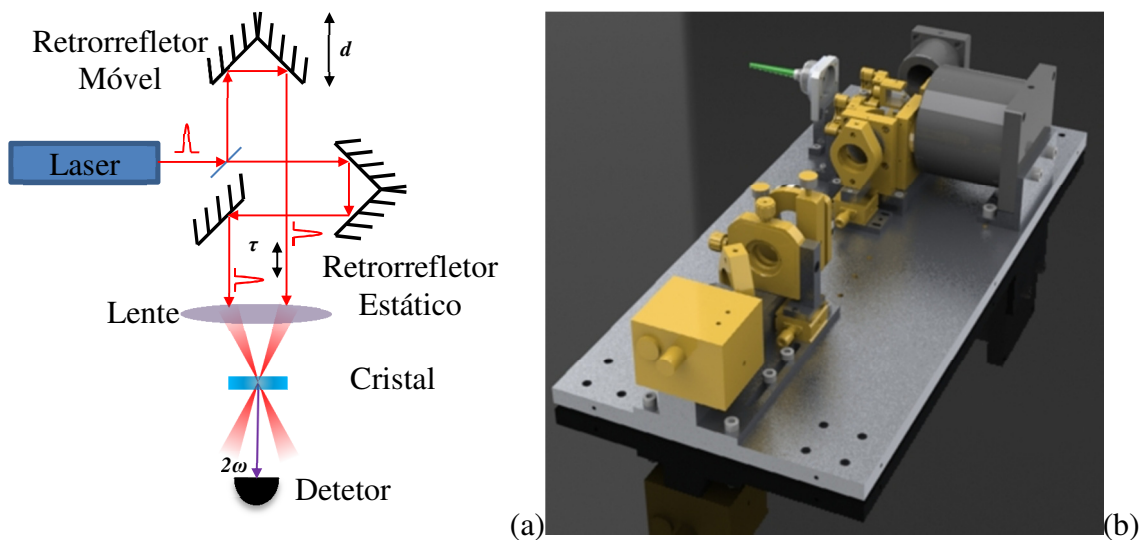


Figura 48 – (a) Esquema da montagem do auto-correlador baseado na geração da 2ª harmónica. (b) Imagem artística do auto-correlador projetado para esta tese.

Em virtude do alinhamento ser um processo com várias etapas sequenciais, é importante proceder ao alinhamento recorrendo a um procedimento normalizado. No anexo II é apresentado o procedimento de alinhamento do laser.

6.1.3. Resultados

O laser VECSEL, de todos os lasers estudados, foi o laser que mais tempo consumiu, quer para alinhar, quer para utilizar com o auto-correlador. Não existem resultados experimentais de estabilização para o laser VECSEL devido ao facto de que o tempo de vida médio deste laser ser tão reduzido. Facto que se deve ao seu bombeamento óptico. Por recomendação do fabricante, a potência de bombeamento deveria ser da ordem de 4,5 W numa área de diâmetro de 172 μm , o que resulta numa irradiância de 193 MW/m^2 . Um valor tão elevado no elemento de ganho contribui rapidamente para a sua degradação, principalmente na presença de defeitos e/ou sujidade na superfície, e as fotografias da Figura 49 comprovam bem esta afirmação.

Na Figura 49(a) observamos o elemento de ganho novo. No entanto, já são visíveis defeitos na superfície do mesmo. Como no processo de alinhamento o spot laser de bombeamento percorre a superfície do elemento de ganho com o objetivo de encontrar o sítio ideal de emissão, é inevitável que o spot do laser de bombeamento se cruze com as zonas com defeitos. Com uma irradiância tão elevada, a zona com maior absorção conduz a uma degradação rápida, acelerada se possuir algum defeito de superfície. Essas zonas apresentam sinais de terem sido termicamente afetadas. Este efeito pode ser observado na Figura 49.

Adicionalmente, existem ainda sinais de resíduos na superfície do elemento, conforme pode ser observado nas figuras (c) e (d). O processo de limpeza é isento de resíduos e consiste na lavagem com álcool isopropílico seguido de lavagem com água ultra-pura. No entanto, como os resíduos estão nas imediações das zonas termicamente afetadas, o mais provável é serem os mesmos constituídos por material das camadas do próprio elemento de ganho.

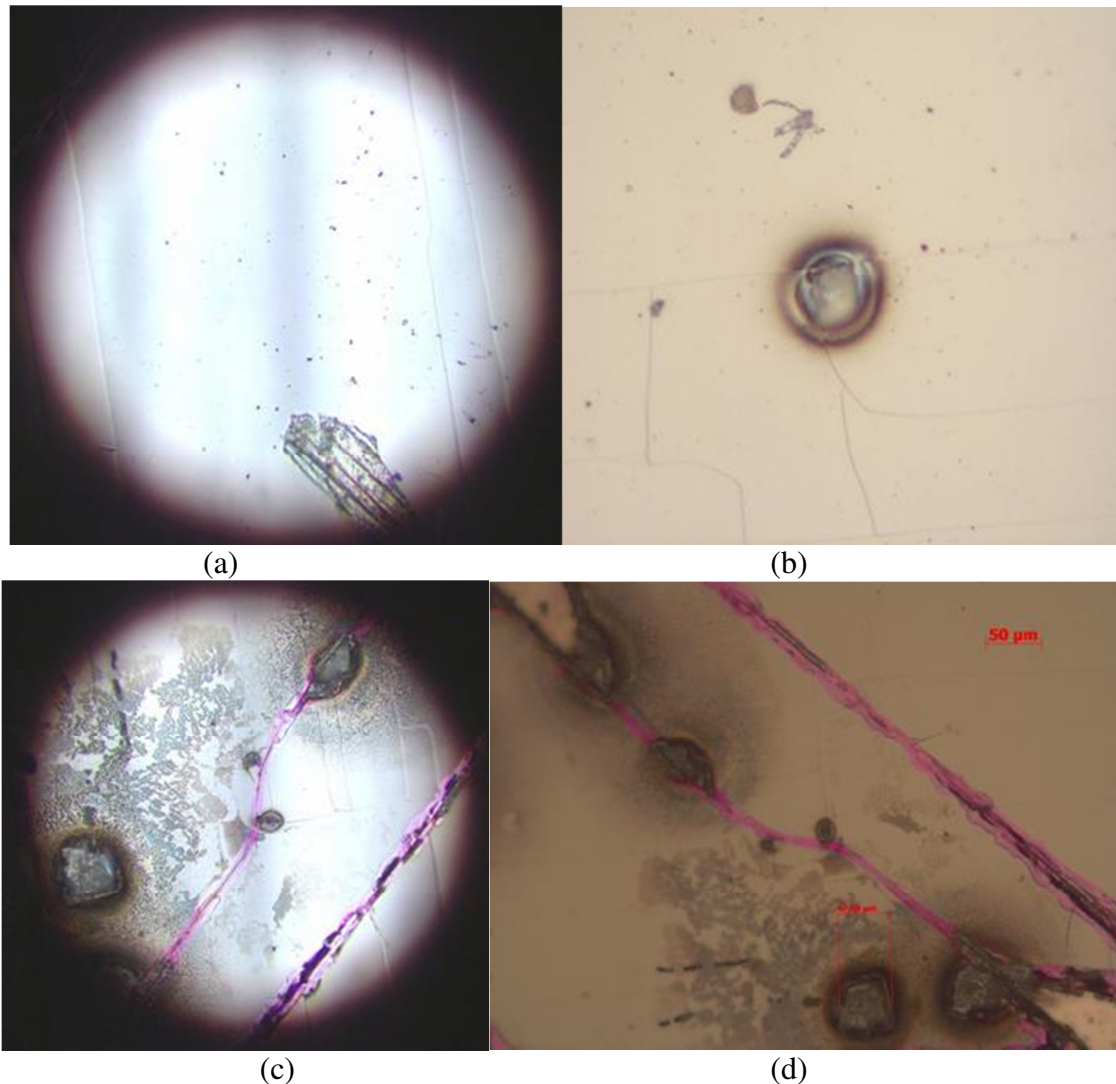


Figura 49 – Fotografias do elemento de ganho. (a) Antes de ser utilizado. (b-d) Danos provocados pelo laser de bombeamento. A fotografia (d) realça os danos após a operação normal.

O elemento saturável, SESAM, embora sujeito a níveis de irradiância inferiores, não é isento de problemas. Mas, ao contrário do elemento de ganho (foram utilizados quatro elementos de ganho em todo o estudo efetuado) o elemento saturável nunca foi trocado. Na Figura 50 pode observar-se os danos provocados pelo processo de focagem do laser durante o alinhamento. A densidade e dimensão das zonas afetadas são bastantes inferiores, quando comparados com os efeitos no elemento de ganho. Na figura estão assinalados, a vermelho, alguns defeitos, onde salientamos a linha que mostra os danos causados durante o processo de alinhamento.

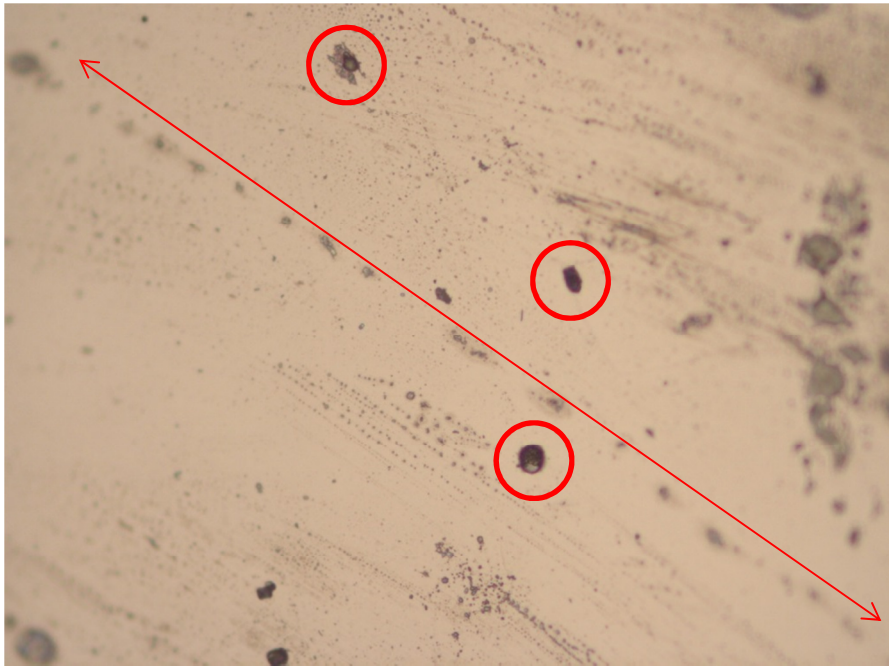


Figura 50 – Fotografia do elemento saturável. Observa-se pequenas zonas danificadas. A linha a vermelho representa pontos termicamente afetados durante o alinhamento.

6.1.4. Conclusões

O laser VECSEL foi o único laser estudado com bombeamento óptico e de cavidade aberta. A possibilidade de introdução na cavidade óptica de componentes ópticos de estabilização seria uma vantagem relevante para o processo de estabilização. No entanto, a dificuldade no alinhamento e a sensibilidade dos componentes a pequenos movimentos é um aspeto que dificulta a utilização deste laser no sistema metrológico apresentado. Além disso, o processo de bombeamento óptico mostrou-se ser bastante inconveniente em termos de operação deste tipo de emissores, conduzindo a um reduzido tempo de vida médio do laser.

6.2. Laser de Díodo de Secção Dupla

Como já mencionado, é importante caracterizar os lasers semicondutores de modos bloqueados com o objetivo de avaliar a sua adequabilidade ao sistema de metrologia de distância. Após o estudo do laser VECSEL, foi estudado o laser de díodo de secção dupla. Este é um laser de emissão transversal. A designação de secção dupla deve-se ao facto de o dispositivo laser dispor de duas zonas distintas com as designações de elemento de ganho e de elemento saturável integrado na cavidade. Este subcapítulo tem o intuito de apresentar a constituição do laser de díodo de dupla secção, bem como os componentes necessários para um correto funcionamento.

Complementarmente, e devido a limitações na largura de banda dos equipamentos do laboratório (sub-GHz), houve a necessidade de implementar a técnica de heterodinagem para efetuar a leitura da frequência do trem de impulsos do laser (≈ 5 GHz), bem com a injeção de RF no elemento saturável para a técnica de estabilização por modo híbrido, ambas descritas em pormenor nas seções seguintes.

O laser estudado foi fornecido pela Dr.^a Maria Ana Cataluna da Divisão de Física da Universidade de Dundee, Escócia. O laser foi fabricado pela empresa Innolume [72]. O substrato do laser é de n^+ -GaAs, com orientação 100, sendo as camadas depositadas através do método de feixe molecular epitaxial ('molecular beam epitaxy' -MBE) [73]. A cavidade óptica tem um comprimento de 10mm, o que resulta em, aproximadamente, uma frequência de repetição de 4,95 GHz. O laser contém 10 camadas de pontos quânticos. A guia de onda no elemento de ganho possui uma curva com uma inclinação de 7° relativamente à face clivada.

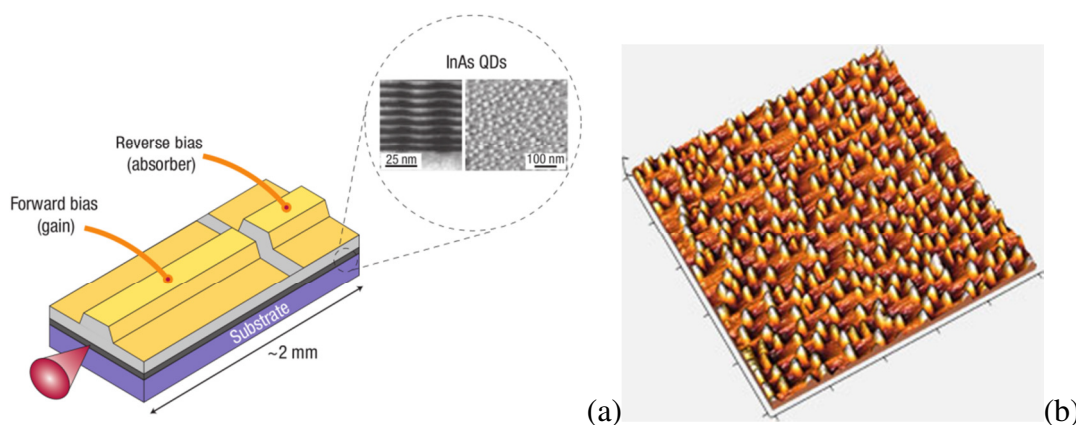


Figura 51 – (a) Estrutura do laser de emissão transversal [74] (b) Imagem dos pontos quânticos do laser, obtida por AFM (fonte: Innolume)

Como o laser fornecido vem encapsulado, não é possível ter acesso à cavidade óptica do laser. O dispositivo tem incorporado no seu interior um TEC e um sensor de temperatura baseado numa resistência NTC (coeficiente de temperatura negativo), sendo o seu valor de

$R_{25}=10\text{k}\Omega$ e $\beta=3375\text{K}$. O controlador da temperatura utilizado foi fabricado pela Thorlabs™, modelo TEC2000. Este modelo foi especialmente projetado para o controlo da temperatura em díodos laser. O controlador possui uma resolução de $1\text{ }\mu\text{V}$ o que implica uma precisão de $0,003\text{ }^{\circ}\text{C}$, calibração fornecida pelo fabricante. A potência máxima que consegue fornecer ao TEC é de 12 W com uma tensão inferior a 6 V . À semelhança do laser VECSEL, o limite inferior de temperatura imposto é de $10\text{ }^{\circ}\text{C}$. As medidas foram efetuadas à temperatura de $25\text{ }^{\circ}\text{C}$, exceto em testes específicos de caracterização do emissor com variações de temperatura.

O bombeamento elétrico do laser é feito com a unidade de corrente Thorlabs™ LDC500. Esta fonte de corrente consegue fornecer até uma corrente de 500 mA , com uma resolução de $0,1\text{ mA}$. A corrente máxima do laser é 400 mA mas, por precaução, estabeleceu-se que o limite máximo seria 10% inferior, i.e. 360 mA . O controlador possui uma entrada analógica para modulação da corrente. O intervalo de tensão da entrada é $0\text{--}10\text{ V}$, com uma largura de banda de 10 kHz .

A Figura 52 mostra a evolução temporal da montagem do laser durante as experiências realizadas em laboratório. Na Figura 52(a) está apresentada uma fotografia do dispositivo encapsulado em pacote ‘butterfly’. Este facto resulta numa limitação das técnicas utilizadas, sendo que a do modo híbrido é a principal técnica de estabilização a implementar.

Para um correto funcionamento do laser, este precisa de ser mantido a uma temperatura constante, assim é necessário um elemento dissipador de calor, como o TEC. A técnica de estabilização de modo híbrido necessita de injetar um sinal RF no elemento saturável, sendo essencial um cabo coaxial para transportar o sinal sem degradação. A montagem do laser é apresentada na Figura 52(b).

Uma vez que o sinal RF injetado é da ordem dos 5 GHz , para minimizar a interferência eletromagnética (EMI), o dispositivo é montado no interior de uma caixa metálica para formar uma gaiola de Faraday. Todos os cabos no exterior são blindados. A versão final da montagem é apresentada na Figura 52. De salientar que a fibra de saída está protegida, uma vez que se situa no interior da caixa e a ligação para o exterior é realizada por meio de uma união de fibra.

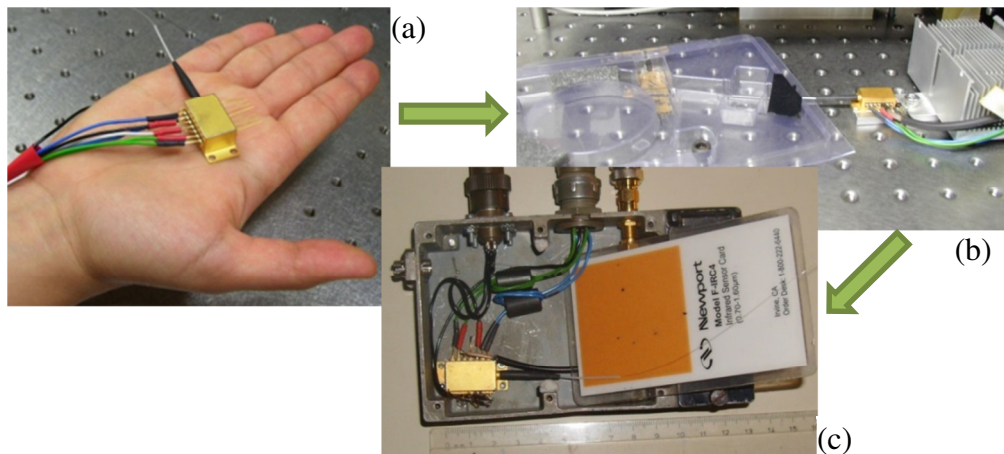


Figura 52 – Evolução da montagem do laser de emissão transversal de dupla secção, (a) quando foi rececionado, (b) montagem com o dissipador de calor e cabo coaxial para a injeção de RF e (c) a montagem na caixa blindada para diminuir a IEM.

6.2.1. Heterodinagem

A heterodinagem é uma técnica de mistura, ou multiplicação, de frequências em que o resultado é o aparecimento de duas novas frequências que correspondem à soma e a subtração das frequências originais. Desta maneira, por subtração, é possível reduzir a frequência de um sinal de elevada frequência. O oposto também é possível, utilizando a soma. A sua implementação necessita de um oscilador de valor fixo, designado por oscilador local, LO. É possível com esta técnica estudar as características de emissão do laser numa gama de frequências compatível com os equipamentos de laboratório, normalmente com banda de trabalho ao nível das poucas centenas de MHz. A heterodinagem é uma técnica relativamente simples de implementar e amplamente utilizada.

Em termos do nosso trabalho, a heterodinagem foi uma ferramenta comum para a análise das propriedades em frequência dos lasers estudados. A principal razão deve-se ao facto de os lasers estudados possuírem uma FTIL da ordem do 5 GHz. Esta frequência encontra-se acima das especificações da instrumentação existente em laboratório na altura do estudo deste laser. O esquema de aquisição e processamento do sinal é apresentado na Figura 53. A frequência do trem de impulsos do laser é de $\approx 4,95$ GHz.

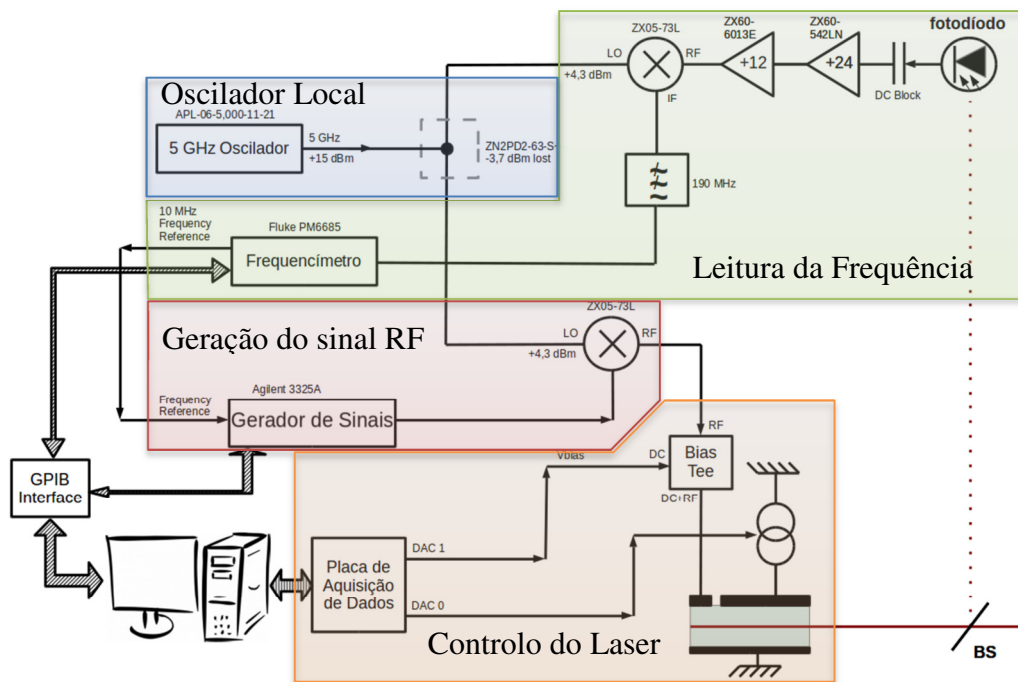


Figura 53 – Esquema da montagem utilizada para realizar o modo híbrido, com recurso à heterodinagem.

A limitação da instrumentação, neste caso, é na largura de banda do frequencímetro e do gerador de sinais que são de 300 MHz e 80 MHz, respetivamente. Se o oscilador local possuir uma frequência de 5 GHz é possível, através de heterodinagem, utilizar ambos os equipamentos. O valor da frequência após o misturador (designada normalmente por IF – Intermediate Frequency) é de 50 MHz ($5 \text{ GHz} - 4,95 \text{ GHz}$). Para o efeito, foi utilizada a fonte de RF, com o modelo APL-06-5.000-11-21, de 5 GHz e com baixo ruído de fase, fabricado pela AtlantecRF.

O esquema do laser caracteriza-se por possuir três secções distintas: o controlo; a leitura da frequência e a geração do sinal de RF. O controlo do laser é realizado através das duas saídas do conversor digital-analógico (DAC) da placa de aquisição de dados da ‘National Instruments’, modelo NI USB-6008.

Foi utilizado um divisor de potência para repartir o sinal do oscilador local quer para a secção de leitura da FTIL, quer para a secção da injeção RF no laser. Como quer uma quer outra necessitam de um oscilador local de 5 GHz, foi necessário recorrer ao uso de um divisor de potência, que possui uma largura de banda de 6 GHz, para distribuir o oscilador local por ambas as secções.

Na secção de leitura da frequência do trem de impulsos do laser, o fotodiodo usado, fabricado pela ‘Alphas’ modelo UPD-35-IR2-FC, possui uma largura de banda de 10 GHz e

converte os impulsos laser em impulsos elétricos. O misturador adquirido foi projetado para baixar a frequência de trabalho ('down-converter') de $\approx 4,95$ GHz para os 50 MHz.

Na secção de geração de RF para ser injetada no laser, é usado um misturador com objetivo de elevar a frequência ou 'up-converter', em inglês. A mistura do oscilador local com o gerador de sinais dá dois valores de RF. Os valores gerados são 4,95 GHz e 5,05 GHz. Não havendo no laboratório filtros capazes de separar frequências tão próximas, ambas são injetados no elemento saturável do laser. A julgar pelos resultados obtidos, pode-se afirmar que o laser ignora a segunda frequência; devido a esta se encontrar fora do intervalo das frequências correspondentes ao tempo de voo da cavidade.

A Figura 54 apresenta a fotografia da montagem final de heterodinagem. Embora seja referido posteriormente neste trabalho, a montagem inicial com o oscilador local de 5 GHz foi substituída por uma outra, em que foi necessário sintetizar esta frequência através de dois osciladores combinados de 2 GHz e de 3 GHz para obter os 5 GHz. No entanto, uma opção alternativa utilizada no circuito final foi a de duplicar a frequência do oscilador de 2,5 GHz com um multiplicador de frequência, o que resultou num sinal com menos ruído e harmónicas. Esta opção implicou a amplificação do sinal do oscilador local posteriormente ao divisor de potência, para os níveis necessários para os misturadores (+7 dBm).

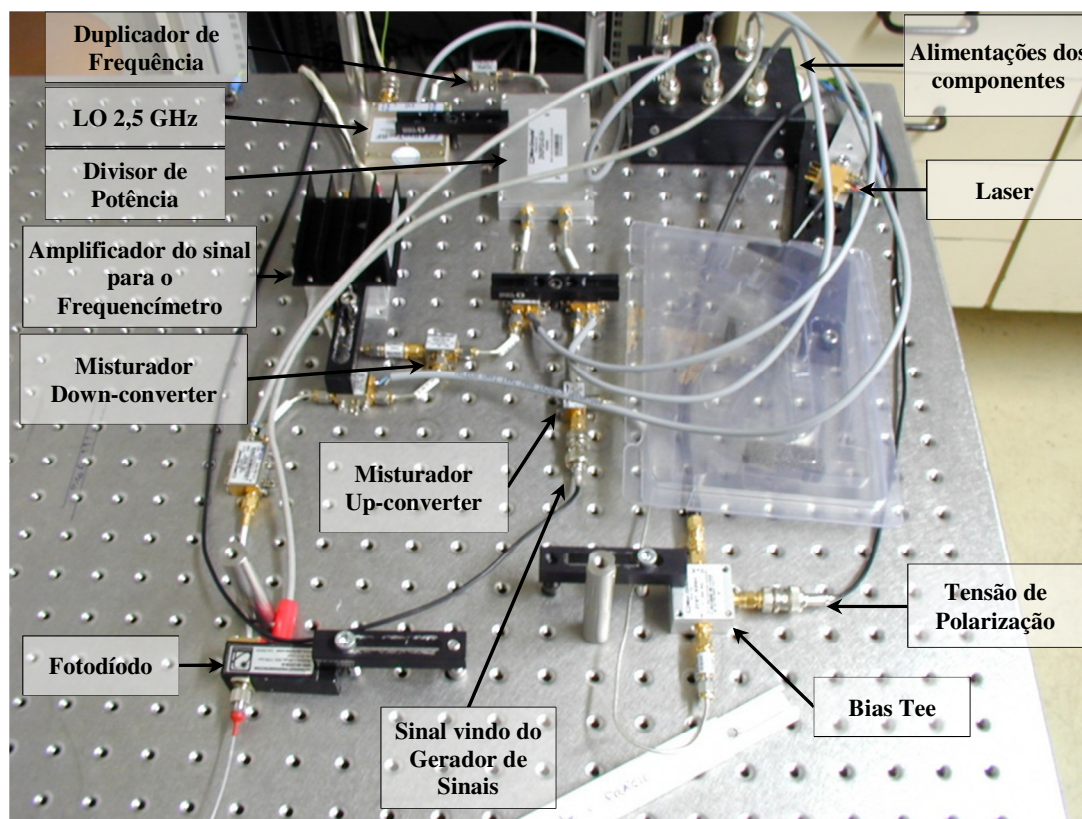


Figura 54 – Fotografia da montagem final de heterodinagem do laser

De forma a minimizar a interferência eletromagnética, todos os planos de massa estão referenciados à bancada óptica. Desta forma, a ligação à terra tem a configuração em estrela. Foram evitadas ‘malhas’ de massa desligando os instrumentos à terra na ficha de alimentação dos 230 V, ficando ligados somente pela blindagem dos cabos à bancada óptica.

6.2.2. Resultados

Nesta secção são apresentadas as experiências efetuadas para a caracterização do laser. A sequência das experiências não está ordenada por ordem cronológica, mas antes por propriedade ou característica estudada. No laser de secção dupla, existem basicamente três parâmetros de operação que podem ser alterados: a temperatura; a corrente do elemento de ganho e a tensão de polarização do elemento saturável.

O esquema de montagem do laser de secção dupla é apresentado na Figura 53. A placa de aquisição só possui duas saídas analógicas ou DAC, ‘Digital-to-Analog Converter’. As duas saídas da DAC são usadas para controlar os parâmetros do laser, uma é usada na tensão de polarização e a outra controla a fonte de corrente. Como o controlador da temperatura é também comandado por tensão, não é possível ajustar em simultâneo a temperatura e a corrente. Por esta razão, e como a regulação da corrente é prioritária, a temperatura é mantida constante a 25 °C.

A leitura da frequência do trem de impulsos do laser e do sinal RF de injeção no elemento de ganho é efetuado por heterodinagem. O sinal do fotodíodo, depois de amplificado é aplicado ao misturador. À saída do misturador existe um sinal equivalente à diferença dos dois sinais, i.e., ≈ 50 MHz. Este sinal é lido no frequencímetro e, através da porta GPIB, é feita a aquisição pelo computador.

Para o efeito foram desenvolvidos drivers/programas de controlo em LabVIEW™ para todas as unidades de medida e controlo, em virtude da inexistência de tais por parte dos fabricantes. Aqueles foram posteriormente integrados no programa de aquisição, que realiza toda a gestão dos instrumentos da experiência. Detalhes acerca do software desenvolvido serão apresentados no anexo II.

6.2.2.1. Caracterização Óptica e Elétrica

Como mencionado anteriormente, não é possível controlar em simultâneo a corrente e a temperatura. Como consequência, o comportamento do comprimento de onda com a temperatura é realizado a corrente constante. A saída em fibra do laser é diretamente

conectada ao analisador de espectros ópticos (OSA) da Aligent, modelo 86140B. A resolução máxima do analisador é de 0,2 nm.

O programa de aquisição efetuou um varrimento em temperatura onde, para cada valor, foi registado o espectro óptico do laser. A compilação de todos os espectros pode ser observada na Figura 55, que mostra a evolução do CDO em função da temperatura, em modo passivo. O valor da corrente foi definido manualmente no controlador. Os parâmetros do laser utilizado foram: 100 mA de corrente de ganho e uma tensão de polarização de -3 V.

Em termos de estabilização em FTIL, a variação do espectro óptico com a temperatura não é relevante mas serve não só para a caracterização do laser mas também para a verificação/confirmação do intervalo de trabalho. Na figura observamos uma zona de transição a $\approx 12,5$ °C. Abaixo dessa temperatura, por falta de dados, não se pode inferir o seu comportamento. Acima desse limiar, o CDO apresenta uma curva ascendente com a temperatura, característica dos laser de díodos. Observam-se igualmente os modos de emissão do laser nos máximos relativos. Com base nestes resultados, temperaturas abaixo dos $\approx 12,5$ °C devem ser evitadas, pelo que a temperatura de trabalho aconselhada é acima dos 15 °C.

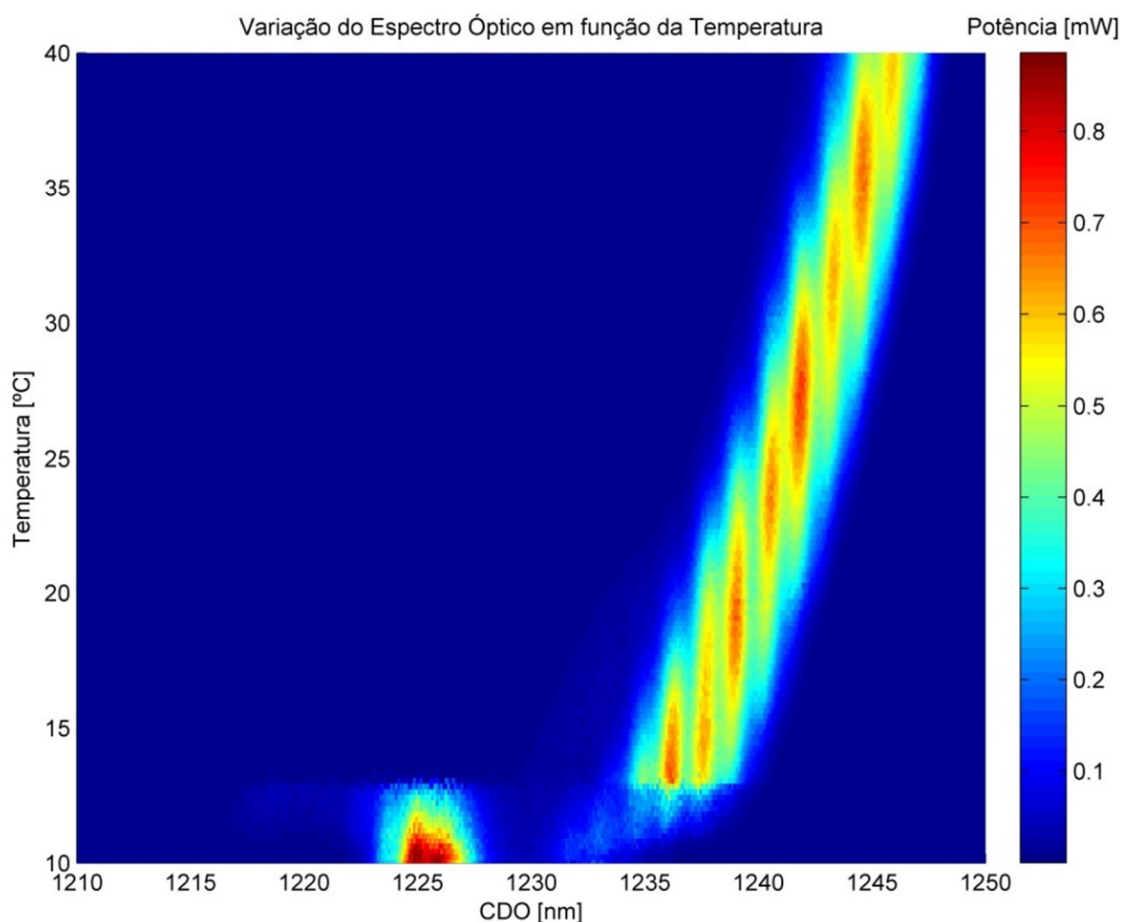


Figura 55 – Comportamento do comprimento de onda em função da temperatura.

A curva IVF, i.e., a curva Corrente-Tensão-Frequência é importante porque apresenta as frequências de funcionamento do laser. Para a aplicação do laser em metrologia, o intervalo da FTIL é um fator importante. Da curva IVF é possível obter a variação com a frequência. A Figura 56 apresenta o comportamento deste laser relativamente a este parâmetro.

Para avaliar o comportamento do laser faces às duas variáveis (I e V) foi desenvolvido um programa para a aquisição sequencial e automática dos dados, após a integração do software de controlo dos instrumentos. O procedimento de aquisição consiste em, para cada tensão de polarização, efetuar um varrimento da corrente do elemento de ganho, registando o valor da frequência dos impulsos laser. A gama de variação da corrente é de 75 mA até ao limite de 300 mA. O passo da corrente é de 1 mA. A tensão de polarização varia entre os 0 V e os -9 V, em passos de 0,1 V. A tensão de polarização é sempre negativa embora seja apresentada, na figura, como tendo um valor positivo. Isto deve-se somente à simplicidade de interpretação dos dados e facilidade do seu controlo.

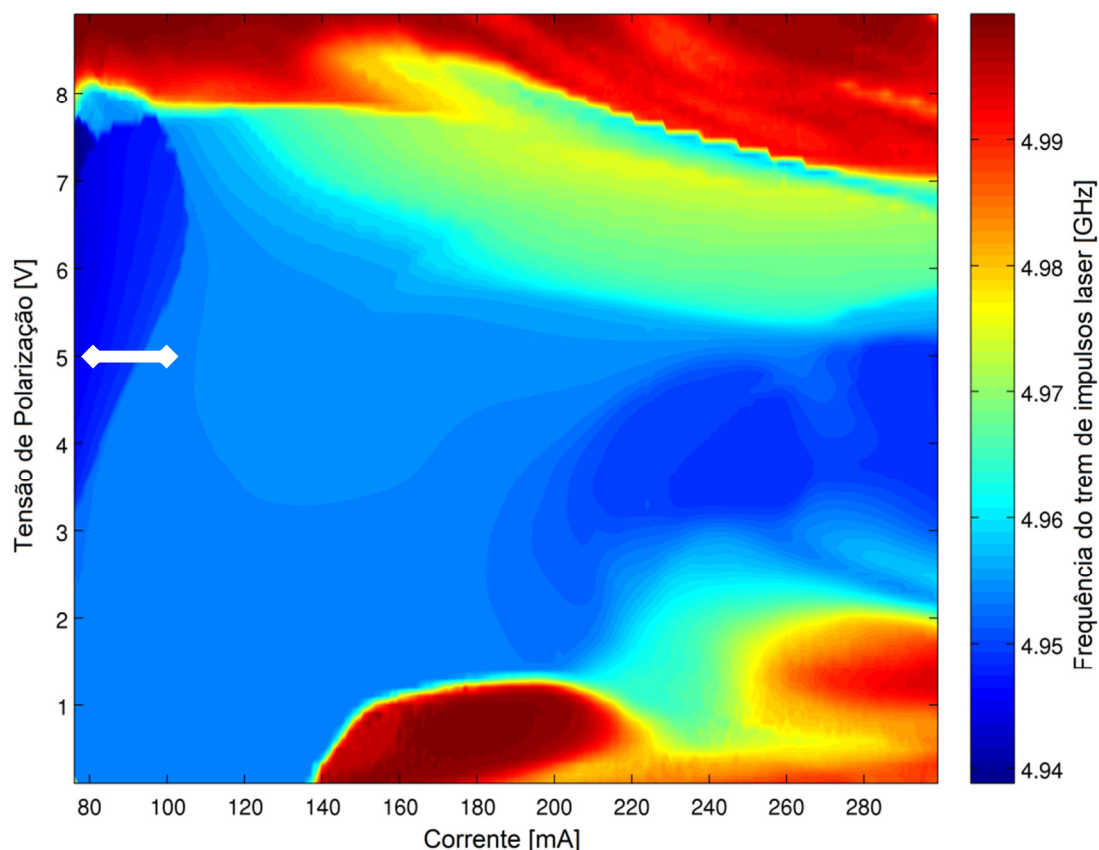


Figura 56 – Curva IVF – A zona mais linear está situada entre os valores de corrente de 80 a 100 mA e valores de tensão de polarização de 5 V e 6 V. A linha branca representa a zona de trabalho escolhida.

A curva IVF do laser encontra-se na Figura 56. Com base na figura determina-se a melhor região de funcionamento. As áreas a vermelho são zonas a evitar devido ao facto de a frequência de emissão ser tão irregular que o frequencímetro tem dificuldades em registar valores, fazendo das zonas a azul as regiões de trabalho. Por observação da figura, a zona

ideal encontra-se no quadrante definido pela corrente de 80 mA a 100 mA e a tensão de polarização de 4 V a 7 V. Escolheu-se a zona com a tensão de polarização de 5 V e o intervalo de correntes entre 80 mA e 100 mA, que corresponde à linha branca na figura. O critério de escolha foi um intervalo com baixa corrente, mas com uma gama elevada em termos da FTIL. Recorda-se aqui que este é um dos requisitos do sistema de medida baseado em varrimento da frequência do trem de impulsos, na medida em que limita o alcance mínimo em que é possível operar com este sistema.

6.2.2.2. *Montagem Experimental*

No início do trabalho com os lasers semicondutores de modos bloqueados, foi projetado um auto-correlador para o estudo sobre a largura do impulso do laser. O auto-correlador está representado na Figura 48 na página 78. Nesta secção irá ser apresentada a montagem e as consequentes alterações introduzidas no protótipo para satisfazer os requisitos específicos deste estudo.

Os desenhos originais são apresentados na Figura 57. É um correlador não-linear e baseia-se na correlação de intensidade com geração da 2ª harmónica. Na parte (a) da figura está representado o esquema do correlador para realizar autocorrelação. A entrada para o correlador é efetuada através de um ‘fiber port’^V com 5 graus de liberdade para otimizar a colimação e alinhamento do feixe. O feixe é dividido em dois, onde uma parte segue para a mesa de translação com um retrorrefletor pequeno e a outra parte segue para outro retrorrefletor de maiores dimensões, o braço fixo, num esquema equivalente a um interferómetro de Michelson. Com o auxílio de uma lente, os dois feixes são focados sobre o cristal de 2ª harmónica.

^V O ‘fiber port’ é um componente óptico que serve como colimador, no entanto, o que distingue este colimador dos outros é a lente de colimação possuir 5 graus de liberdade, 3 graus de liberdade de translação e 2 de rotação.

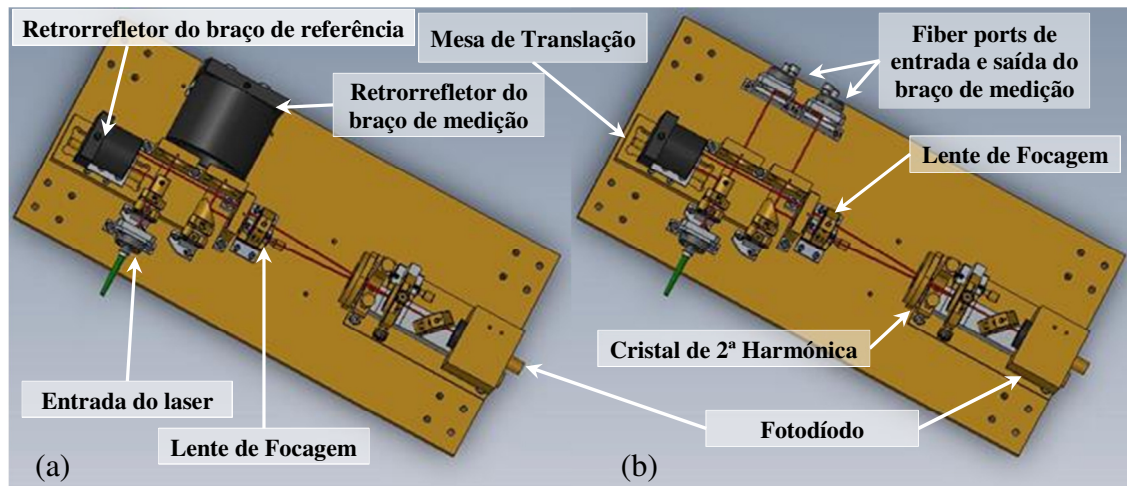


Figura 57 – Esquema da montagem (a) configurada para auto-correlador e (b) configurada para o sistema metrológico de medidas de distâncias. A linha vermelha representa o trajeto do feixe laser.

Como mencionado anteriormente (página 78), é possível converter o auto-correlador num correlador cruzado, que é necessário para o sistema metrologia, bastando remover o retrorrefletor do braço de fixo e substituir por dois ‘fiber ports’. A fibra que conecta os dois ‘fiber ports’ tem a função de simular um percurso óptico elevado. A fibra utilizada nos estudos é do tipo ‘panda’, mono-modo. A característica principal da fibra tipo panda é manter a polarização durante o percurso que a radiação realiza no seu interior. A sua designação comum é PM, acrónimo das siglas em inglês ‘Polarization Maintaining’. A fibra é fabricada pela OFR com a referência PM980-XP. O intervalo de funcionamento, em termos de comprimento de onda, é entre os 970 nm e os 1550 nm. É otimizada para telecomunicações de longa distância possuindo uma baixa atenuação, apenas $< 2,5 \text{ dB/km@980 nm}$ e com um índice de refração de 1,4475 para os 1240 nm. Um suporte de fibras contém três fibras de diferentes comprimentos; 70 m, 15 m e 3 m; conforme é observado na Figura 58.

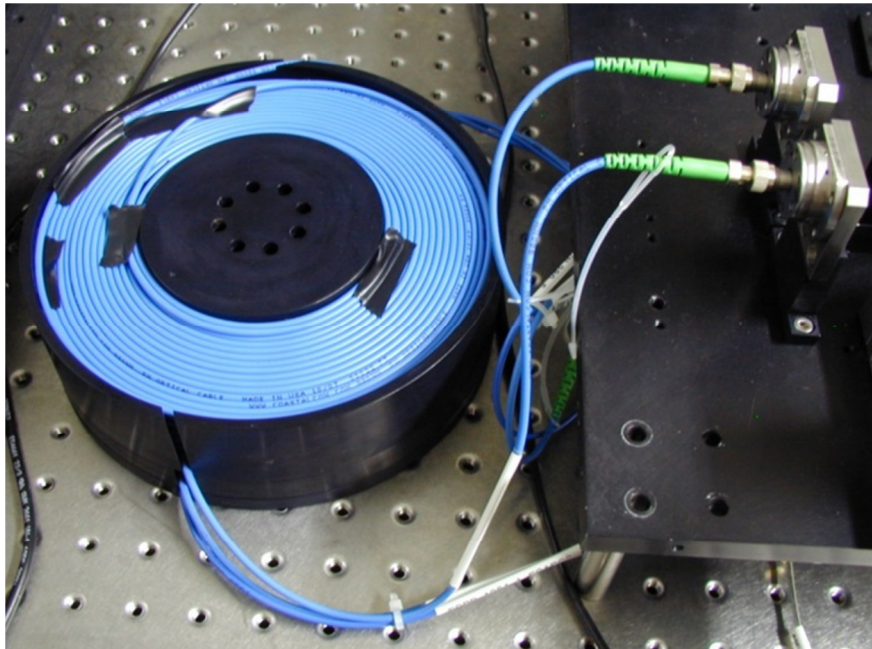


Figura 58 – Montagem da fibra no braço de medida do sistema de metrologia. Nesta montagem existem três opções para o comprimento de fibra (70 m, 15 m e 3 m).

Em virtude dos baixos níveis de intensidade do sinal vindo do fotodíodo da correlação cruzada, após propagação na fibra que simula o percurso óptico longo, foi necessário modificar a tipologia da montagem para um esquema de correlação não colinear para correlação colinear (ex. Figura 17, pág. 28).

Para realizar a adaptação foi necessária a introdução de um divisor de feixe a funcionar como combinador. A sua posição é no cruzamento dos dois feixes. Existem duas possibilidades de combinação dos dois feixes. Na primeira, a trajetória do feixe no braço móvel não é alterada o que implica o uso de um divisor de feixe não polarizado. Na segunda possibilidade, a trajetória do feixe no braço móvel sofrer uma deflexão de 90° , o que permite fazer uso de um divisor de feixe polarizado. Com o divisor de feixe polarizado existe a opção de cada braço possuir polarizações ortogonais e desta forma utilizar o detetor baseado no grau de polarização, DOP. Optou-se pela segunda, em que as modificações ao esquema de montagem são apresentadas na Figura 59(a). Para a utilização do detetor DOP basta remover o espelho M3 e os feixes ortogonais seguem diretamente para o detetor.

Uma razão complementar, deve-se à possibilidade de acrescentar dois espelhos de alinhamento (M3 e M4) para redirecionar o feixe para o eixo óptico do sistema ‘cage’^{VI} e assim beneficiar dos componentes ópticos que usam esse sistema, tal como o suporte do cristal de 2ª harmónica que possui rotação em torno do eixo óptico do sistema.

^{VI} ‘cage’ é o nome comercial dado, pelas firmas Thorlabs e Newport, aos componentes óptico-mecânicos.

No entanto, esta adaptação tem como principal desvantagem a mistura da frequência fundamental com o sinal da 2ª harmónica. A separação dos dois comprimentos de onda é realizada por uma rede de difração. A Figura 59(b) apresenta a fotografia da montagem do correlador colinear.

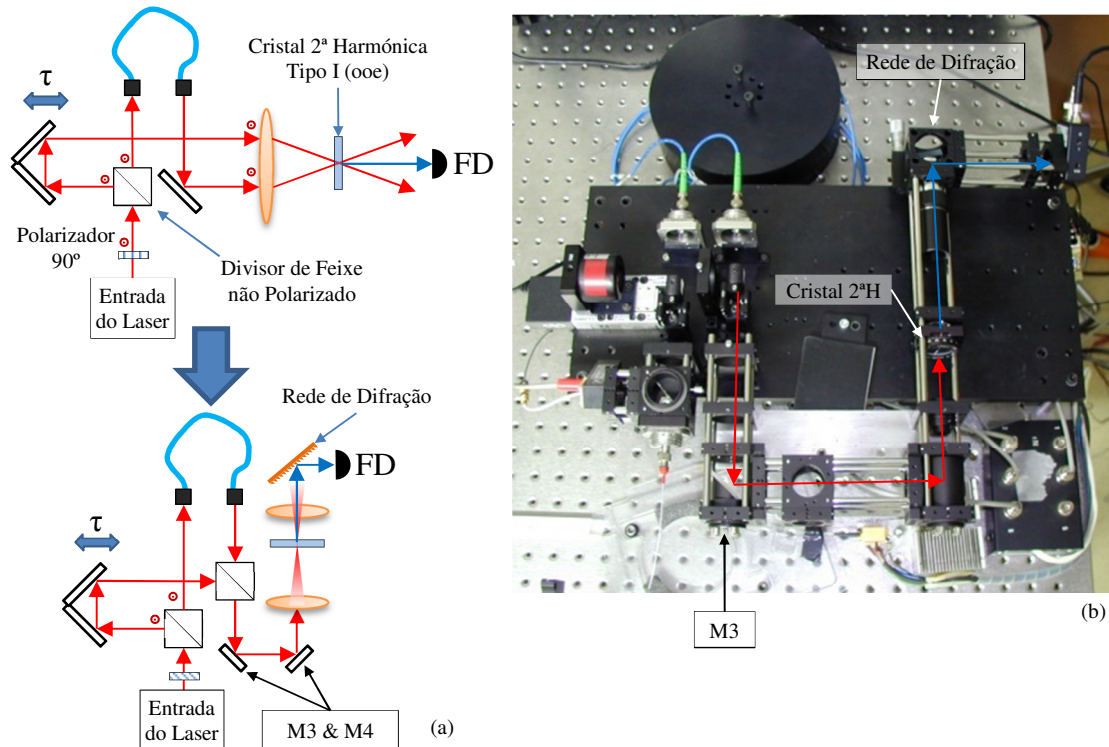


Figura 59 – (a) Esquema da adaptação da correlação não colinear para a colinear e (b) fotografia da montagem do detetor.

Com o aumento do sinal na geração da 2ª harmónica e a fibra no braço de medição, é possível realizar medidas de distância em modo I. Recorde-se que, para a obtenção de medidas de distância neste modo, é essencial um percurso óptico elevado para que a separação dos picos de correlação estejam mais próximos um do outro, em termos de frequência do trem de impulsos do laser. Os resultados desta montagem serão evidenciados no capítulo ‘Aplicação do Laser de Modos Bloqueados’ na página 143.

A alteração de correlação cruzada não colinear para colinear permitiu efetuar medidas de longas distâncias, no entanto, limita o estudo da resolução do sistema metrológico por não permitir introduzir pequenas alterações no comprimento do braço de medida. A forma de contornar esta limitação é acrescentar uma mesa de translação, T2, no trajeto óptico do braço de medida, e com esta alteração é possível efetuar pequenas variações no comprimento. O esquema da montagem encontra-se na Figura 60. Saliente-se que este esquema permite usar em alternância quer o detetor de 2ª harmónica, quer o detetor baseado no grau de polarização, DOP. Para selecionar o detetor DOP é necessário remover o espelho M3.

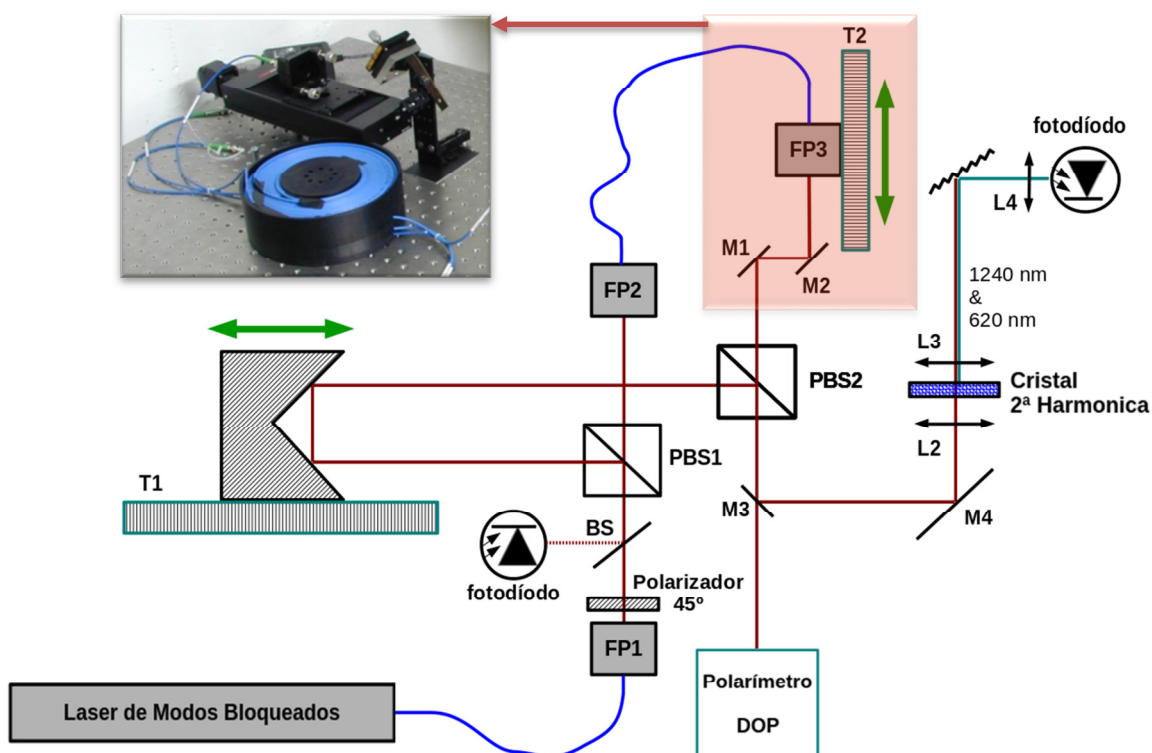


Figura 60 – Esquema da montagem usada para efetuar medições com o laser de dupla seção, com a mesa de translação no braço de medida para realizar pequenas alterações do percurso óptico.

Em síntese, a montagem experimental foi evoluindo à medida das necessidades. A mudança mais significativa foi a passagem de correlação não linear para colinear, em que a razão sinal/ruído aumentou significativamente, embora o sinal de correlação continuasse fraco, cerca de -30 dBm de máximo.

6.2.2.3. Correlação

As medidas de autocorrelação para o laser de modos bloqueados de dupla seção foram realizadas somente no início dos testes. Ambas as fibras são mono-modo, i.e., o núcleo possui uma dimensão de $7\ \mu\text{m}$. Como se pode observar na Figura 60, o feixe laser sai do ‘fiber port 1’, passa pelo divisor de feixe e é coletado no ‘fiber port 2’. O alinhamento do ‘fiber port 2’ é crítico para um eficiente acoplamento óptico. Em virtude do seu alinhamento ser sensível e demorado ($\approx 1/2$ dia), a sua remoção é evitada. Consequentemente, a sua substituição pelo retrorrefletor para efetuar medidas de autocorrelação não é prioritário.

Na Figura 61 observamos três figuras de correlação, obtidas com o sensor de correlação baseado na geração da 2ª harmônica, para três valores de corrente. Para cada corrente corresponde uma frequência do trem de impulsos do laser. É de salientar que, mantendo a tensão de polarização do elemento saturável constante, no intervalo de correntes escolhido, a frequência do trem de impulsos é proporcional à corrente. Com o aumento da

corrente, a potência do laser aumenta o que implica que o valor médio do sinal também aumenta. Este efeito deve ser tido em conta na altura do ajuste da curva experimental.

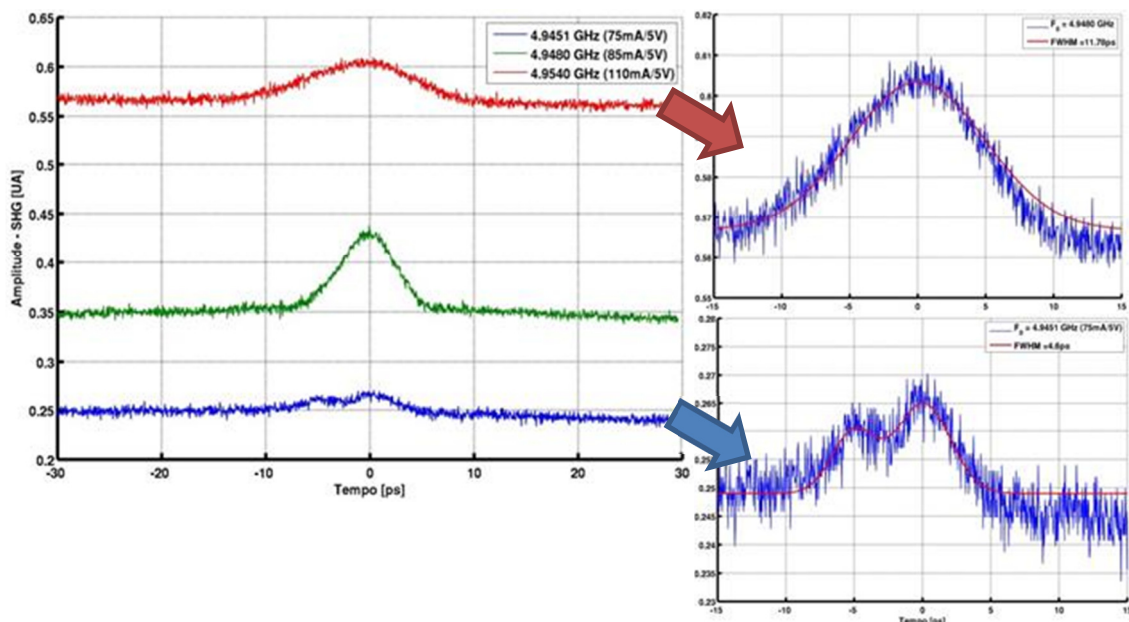


Figura 61 – Espetros de correlação com o sensor baseado no grau de polarização para diversas correntes/frequências do trem de impulsos.

Os dados referentes aos picos de correlação da Figura 61 são apresentados na Tabela 7. As primeiras três colunas são autoexplicativas, no entanto, para a quarta coluna é necessário considerar que a forma do impulso do laser é gaussiano. Teoricamente [24, p. 944], existe um alargamento da figura de correlação face ao pico gaussiano numa razão de 1,414. Desta forma, a quarta coluna é um reflexo do valor da largura do pico real.

Tabela 7 – Dados dos picos de correlação da Figura 61

Corrente [mA]	Frequência [GHz]	FWHM [ps]	Largura Estimada [ps]
75	4,9451	4,6/3,8	6,50/5,37
85	4,9480	6,3	8,91
110	4,9540	11,78	16,66

Pelos dados existentes pode-se concluir que, para baixas correntes (75 mA), a forma de correlação é composta por dois impulsos e que o sinal do fotodíodo da 2ª harmónica é de todos o que possui pior relação sinal/ruído. No entanto, com o aumento da corrente, a relação sinal/ruído aumenta mas também a largura do impulso.

Como mencionado, existe a possibilidade de realizar medidas de correlação baseada na técnica do grau de polarização. Em síntese, os impulsos laser devem possuir, na entrada do sistema, uma polarização a 45°. Através de um divisor de feixe polarizado, os braços do

sistema possuem polarizações ortogonais. Se os caminhos ópticos dos braços forem iguais ($\tau=0$) o valor de saída vai ser o máximo (DOP=100%). Deslocando um dos braços, o grau de polarização vai diminuindo.

Na Figura 62 encontra-se um espectro de autocorrelação baseado no grau de polarização, que coincide com um espectro de um duplo impulso. A figura de correlação não é idêntica à figura de correlação da 2ª harmónica, podendo estar associada à existência de ‘chirp’^{VII}, a fenómenos de dispersão de segunda e terceira ordem [75] ou ainda a fenómenos de auto-modulação de fase (‘self-phase modulation’) [76].

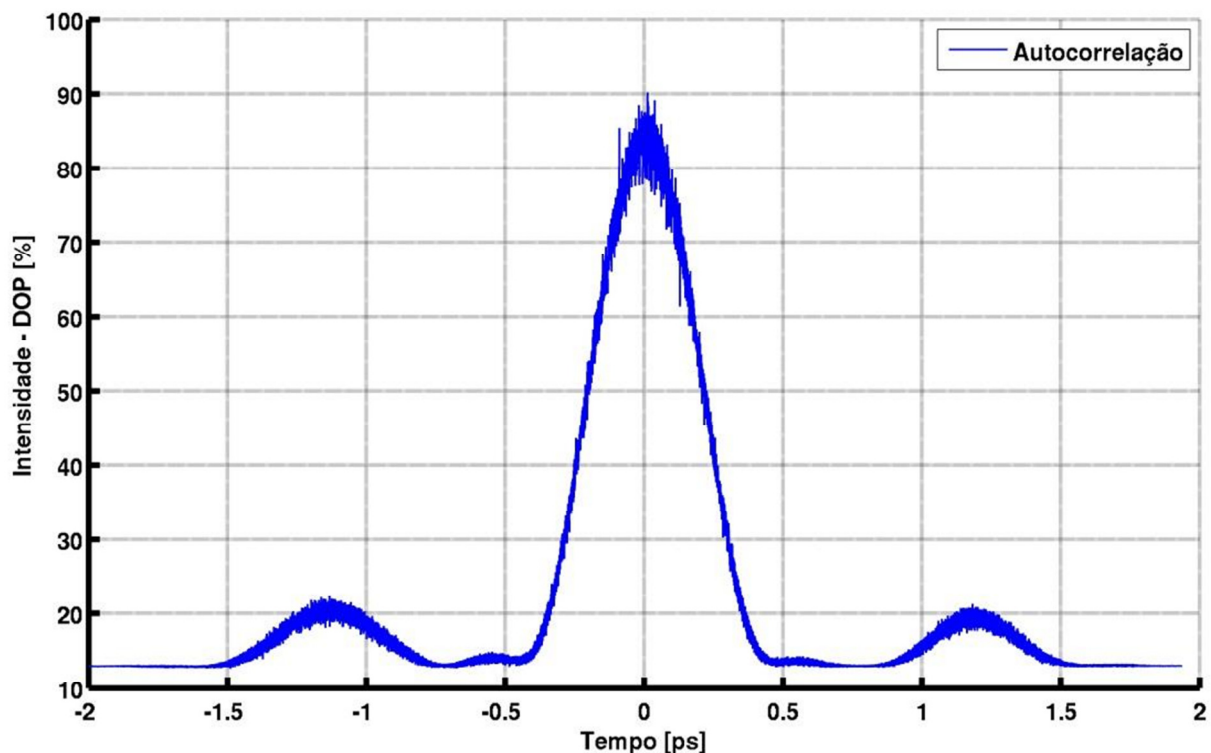


Figura 62 – Espectro de autocorrelação do impulso laser baseado no sensor de grau de polarização, DOP.

Contudo, embora as figuras de correlação em ambos os detetores não sejam coincidentes, para o sistema de metrologia isso é irrelevante. Esta afirmação deve-se ao facto de que, o que é realmente importante, é a posição do pico e de este ser independente do tipo de detetor usado.

^{VII} O termo inglês ‘chirp’ está associado com o aumento da frequência da portadora ao longo do tempo. Uma forma genérica é pela expressão $f(t)=f_0+kt$, em que k é a razão do aumento da frequência.

6.2.2.4. *Caraterização do Laser em Modo Híbrido*

O modo híbrido consiste em injetar no laser um sinal RF com a mesma frequência/período que o tempo de voo da cavidade. Como o laser é de cavidade fechada, i.e., sem acesso à cavidade do laser, o modo híbrido é um dos poucos métodos de estabilização permitidos para este laser.

Como se trata do laser de dupla secção, a injeção do sinal RF é realizada pelo elemento saturável. Dado que o elemento saturável necessita de ser polarizado com uma tensão DC, é utilizado um componente eletrónico para combinar a tensão de polarização com o sinal RF. Esse componente é um ‘Bias tee’. A montagem experimental utilizada para a obtenção de dados é apresentada na Figura 53 (página 86).

Na Figura 63 é apresentado o resultado da evolução da frequência do trem de impulsos do laser ao longo do tempo. A figura apresenta dois modos de funcionamento com dois comportamentos distintos. Um deles refere-se ao laser a funcionar em modo passivo, i.e., sem qualquer mecanismo de estabilização, o que corresponde na figura ao intervalo de tempo desde o início até aos ≈ 9 minutos. Como se observa, as variações da frequência do trem de impulsos do laser são da ordem das dezenas de quilohertz. Como a frequência correspondente ao tempo de voo da cavidade é de 4,948 GHz, a estabilidade do laser é de $\approx 10^{-6}$ (30 kHz), valor considerado normal para estes lasers.

Em modo híbrido, o funcionamento do laser, na figura, corresponde ao período temporal após os 9 minutos. Nessa altura, foi injetado no elemento saturável um sinal de RF com a frequência de 4,948 GHz. Como mencionado anteriormente, na realidade esse sinal é composto por duas frequências de RF, devido à heterodinagem, cujos valores são 4,948 GHz e 5,052 GHz ($5 \text{ GHz} \pm 52 \text{ MHz}$). No entanto, como se pode observar pela figura, a estabilidade na frequência do trem de impulso indica que o laser não reage ao sinal de 5,052 GHz. O canto superior direito da Figura 63 salienta os valores do desvio da frequência do gráfico inicial onde o desvio padrão (2σ) é de 0,22 Hz.

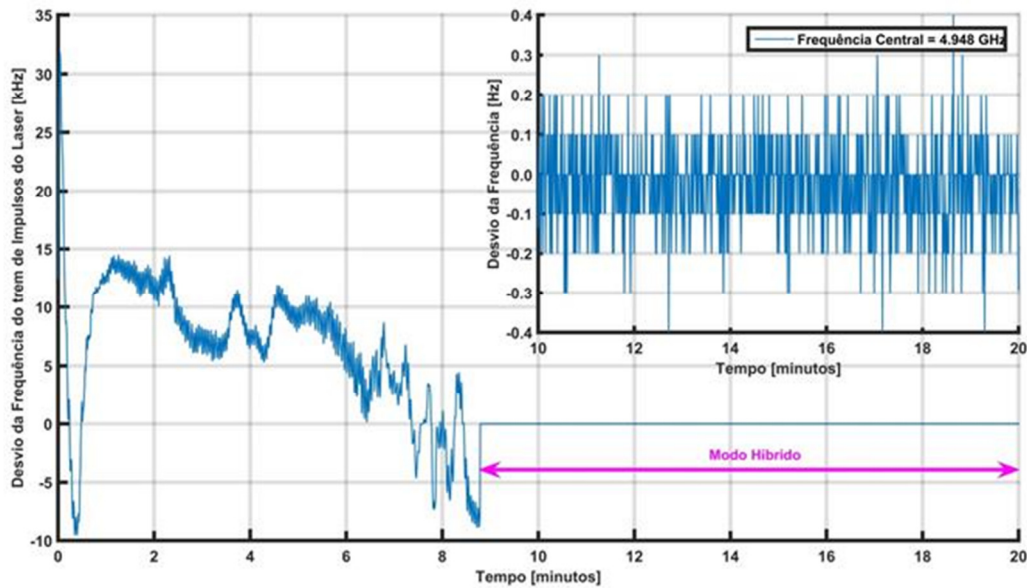


Figura 63 – Evolução do desvio da frequência central do trem de impulsos do laser com o tempo ($F_0 = 4,948$ GHz). Depois de 9 minutos o laser muda de modo passivo para modo híbrido. O gráfico no canto superior direito corresponde à ampliação dos dados.

Para realizar este estudo, o laser encontra-se em modo híbrido e a gestão do tempo de integração do frequencímetro permite avaliar a estabilidade do laser. No entanto, é de salientar que o frequencímetro utilizado só permite um estudo qualitativo e não quantitativo, por não reunir as condições suficientes, i.e., não obter amostras de frequência sem tempo morto, implicando que o gráfico de estabilidade (*'Allan Deviation'* na Figura 64) não é exato e menos confiável para frequências mais baixas onde o tempo morto é da mesma ordem de grandeza do período de amostragem. O resultado exhibe, mesmo assim, que existe melhoria em termos de estabilidade.

Neste estudo a frequência fundamental é 52 MHz, resultado do misturador de RF (5 GHz – 4,948 GHz). Como se observa pelo gráfico, para qualquer tempo de integração existem melhorias em relação ao modo passivo, sobretudo para valores de tempo de integração superiores a 100 ms. Conclui-se portanto que o modo híbrido é um esquema de estabilização válido para este tipo de laser.

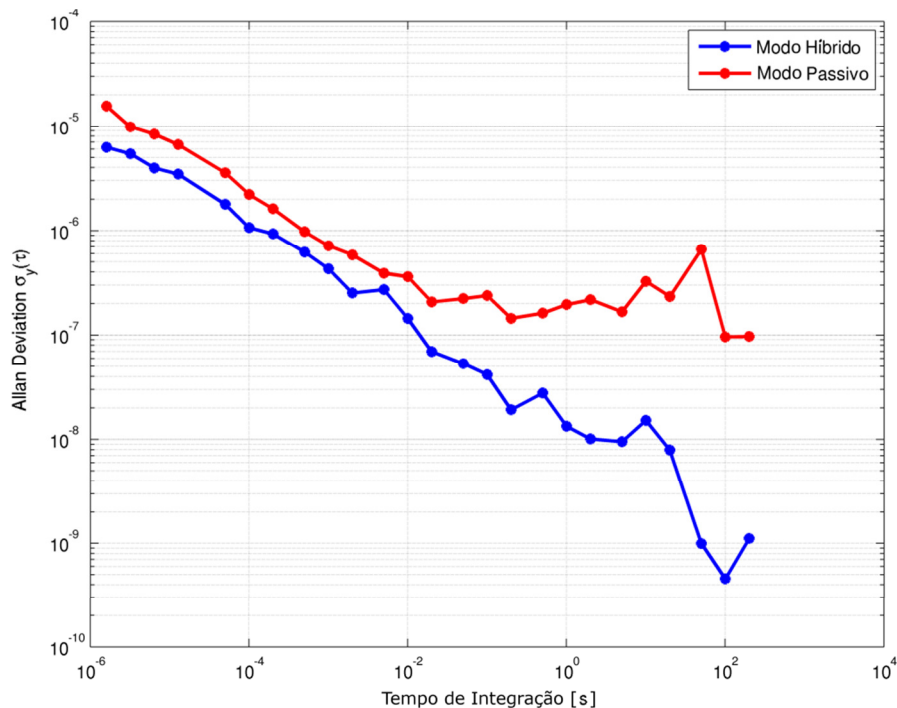


Figura 64 – Estudo da estabilidade ‘Allan Deviation’ da frequência do trem de impulsos do laser de dupla secção.

6.2.2.5. Estudo para Utilização de um PLL na Estabilização

Como no intervalo de trabalho escolhido para o laser (tensão de polarização de -5 V e o intervalo de correntes entre 80 mA e 110 mA) a corrente e a frequência do trem de impulsos laser são proporcionais, pensou-se num esquema de estabilização idêntico a uma ‘malha de captura de fase’, vulgarmente conhecida por PLL (phase-locked loop).

O esquema básico de implementação encontra-se na Figura 65. O laser funciona como se fosse um VCO, i.e., ‘oscilador controlado por tensão’. Embora o laser necessite de corrente para funcionar, essa corrente é fornecida pela unidade que é controlada por uma tensão entre 0 V e 10 V. Assim, em certo sentido, o laser com o controlador comporta-se como um VCO.

O gerador de sinais, que é o instrumento que define a frequência de referência, possui uma largura de banda de 80 MHz. O analisador de fase, fabricado pela Mini-Circuits^{VIII} modelo ZRPD-1+, opera até frequências de 100 MHz. Assim, por heterodinagem, a frequência do trem de impulsos do laser passa de ≈ 5 GHz para ≈ 50 MHz, que é compatível com a largura de banda dos outros componentes. O elemento que limita a largura de banda é o controlador de corrente que possui uma largura de banda de 100 kHz.

^{VIII} A maioria dos componentes de RF são fabricados pela Mini-Circuits®, assim, serão omissas no texto futuras referências ao fabricante dos componentes, exceto se forem de diferente fabricante.

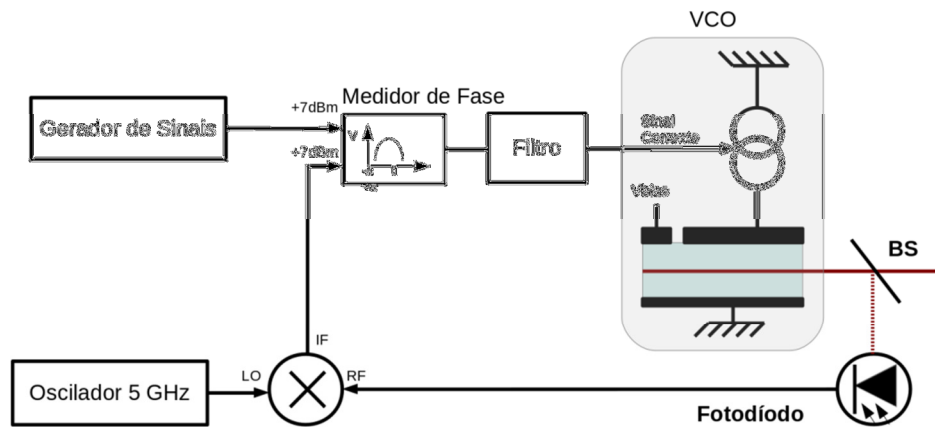


Figura 65 – Esquema básico da implementação do PLL

O esquema elétrico final é apresentado na Figura 66. Na figura destaca-se o circuito de ‘Controlo Automático de Ganho’ (caixa cinzenta), o novo oscilador local (caixa verde) e o divisor de potência RF, projetado e construído para o efeito. O divisor de feixe óptico deve remover somente uma fração da potência óptica para a análise da frequência do trem de impulsos do laser. Foi usada uma lamela que remove somente 4 % do sinal. Além disso, como o fotodiodo da Aphalas, modelo UPD-35-IR2-FR e largura de banda de 10 GHz, recebe a radiação em fibra, significa que é necessário fazer o acoplamento espaço-livre/fibra, que tem perdas significativas devido ao acoplamento óptico.

A implementação da malha de captura de fase envolveu a implementação de um ‘Controlo Automático de Ganho’ ou em inglês ‘Automatic Gain Control’, AGC. O AGC é um circuito em malha fechada. A necessidade deste circuito prende-se com o facto de o detetor de fase exigir nas suas entradas amplitudes constantes e de valor igual a +7 dBm. O esquema do AGC encontra-se na Figura 66, na secção sombreada. O elemento de ajuste é o amplificador de ganho variável. Este funciona entre os 10 MHz e 1200 MHz e o ganho varia entre os +27 dBm e +31 dBm, desde que o sinal da saída esteja abaixo dos +17 dBm. Os componentes de RF não devem trabalhar próximo do seu limiar de saturação para não distorcer as formas de onda. Tendo este facto presente, é preferível adicionar amplificadores logo após o divisor de potência RF, para o detetor de fase e para o frequencímetro, do que levar o amplificador a trabalhar perto do seu limite de saturação.

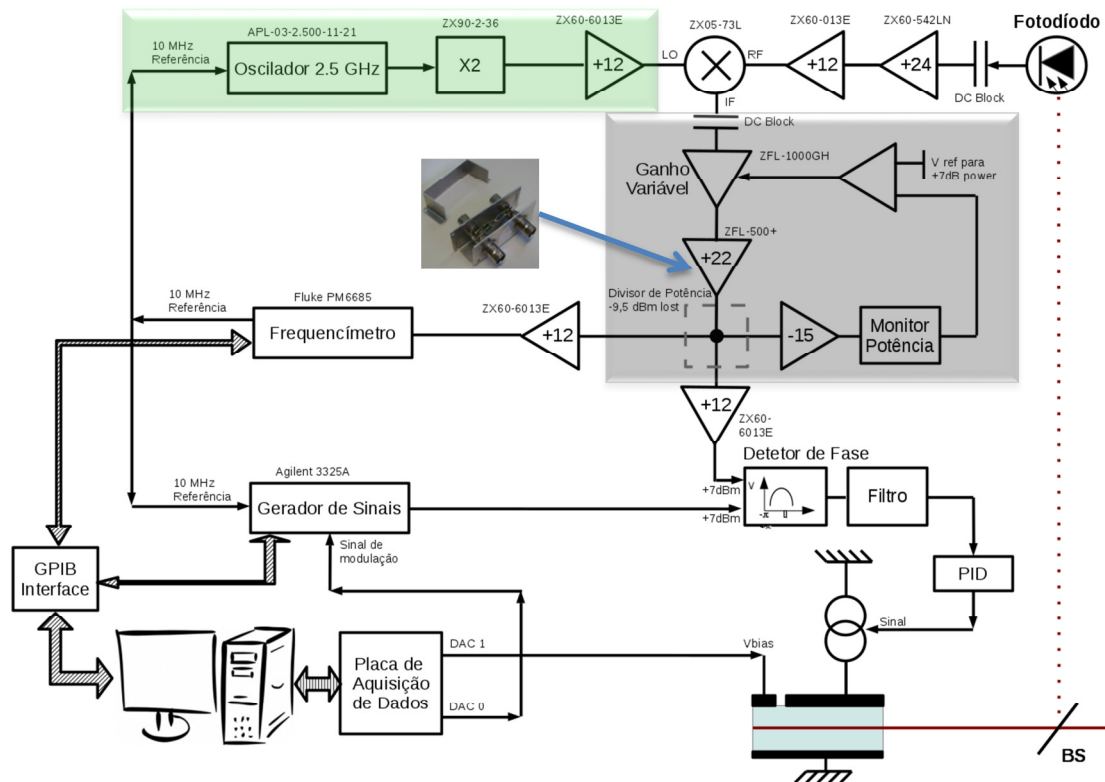


Figura 66 – Esquema do circuito elétrico RF necessário para a implementação da técnica de estabilização PLL. A caixa a verde é o oscilador de 5 GHz e a caixa cinzenta, o circuito de ‘Controlo Automático de Ganho’.

Como são exigidos +7 dBm no detetor de fase e sabendo que o divisor de potência possui uma perda de -9,5 dBm, determina-se que na entrada do divisor de potência é necessária uma potência de +16,5 dBm, para viabilizar a montagem. No entanto, este valor ultrapassa a potência de saturação dos amplificadores disponíveis no laboratório. A opção viável é implementar o amplificador após o divisor de potência, conseguindo assim cumprir o requisito que os componentes de RF trabalhem abaixo do seu limiar de saturação. Com o uso do amplificador de ganho fixo de +12 dBm após o divisor de potência, a potência do sinal necessária após este é de -5 dBm.

Por outro lado, com o valor de potência de -5 dBm no divisor, o medidor de potência RF, modelo ZX47-55+, ainda não se encontra a funcionar numa zona linear. A solução reside em diminuir o valor do sinal, e o atenuador de -15 dBm fornece a atenuação necessária. A tensão de saída do medidor é comparada com uma tensão de referência que equivale à potência pretendida no detetor de fase. A saída do comparador realimenta o amplificador de ganho variável e assim a malha do ‘Controlo Automático de Ganho’ é fechada [77].

O divisor de potência foi projetado e construído com base em resistências (fotografia na Figura 66); e, embora com uma perda de -9,5 dBm, permite operar nas frequências de trabalho (≈ 50 MHz) mantendo constante a impedância das linhas de sinal.

O detetor de fase, modelo ZRPD-1+, possui uma largura de banda de 100 MHz. Este detetor, como mencionado, requer que ambos os sinais da entrada possuam uma potência de +7 dBm. Quando esta condição é satisfeita, a sua saída apresenta um sinal proporcional à diferença de fase entre os dois sinais. O fator de escala é de 8 mV/°.

A informação da fase segue para o filtro passa baixo de 1ª ordem (loop filter) e PID analógico, da ‘Stanford Research Systems’ modelo SIM 960, com uma largura de banda de 100 kHz e cujo esquema de blocos do PID é ilustrado na Figura 67.

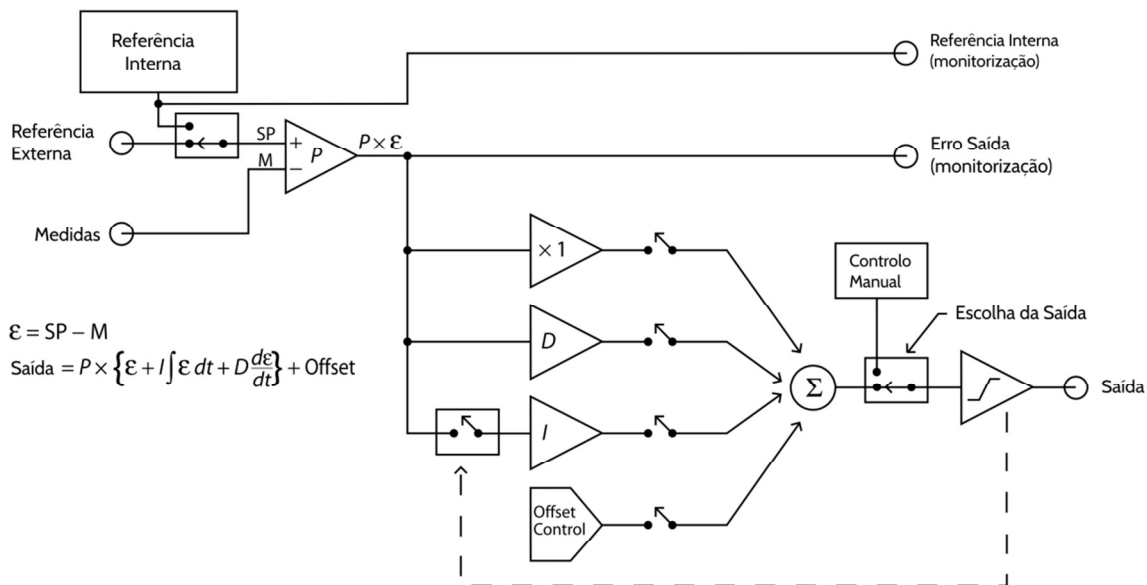


Figura 67 – Esquema de blocos do PID analógico da SRS

A combinação do filtro de 1ª ordem com o PID permite uma função de transferência [78] mais robusta e rápida. A função de transferência possui a seguinte expressão:

$$H(s) = \frac{1}{1 + s/\omega_c} \cdot P \left(1 + \frac{I}{s} + Ds \right) + \frac{\text{offset}}{s} \quad \text{Equação 51}$$

onde ω_c é a frequência de corte do filtro passa-baixo, ‘P’, ‘I’, ‘D’ e ‘offset’ são as constantes do controlador. Esta função de transferência permite um vasto leque de ajustes. É possível ajustar as constantes do controlador PID para que tenha um comportamento neutro, i.e., $P=1$, $I=D=\text{offset}=0$.

Para além de testes unitários nos vários módulos funcionais do circuito apresentado, não foi possível obter resultados deste sistema de controlo devido a dois problemas em componentes críticos, o oscilador local e o próprio laser. Com o auxílio do osciloscópio da Tektronix, modelo DPO72504DX e largura de banda de 25 GHz (100 GS/s), foi possível aferir o problema do gerador de 5 GHz. A imagem da forma de onda de saída do gerador é apresentada na Figura 68(a) e o seu espectro de RF na figura (b). Pela forma de onda fica claro que o oscilador evidência uma avaria que inviabiliza o seu uso para heterodinagem.

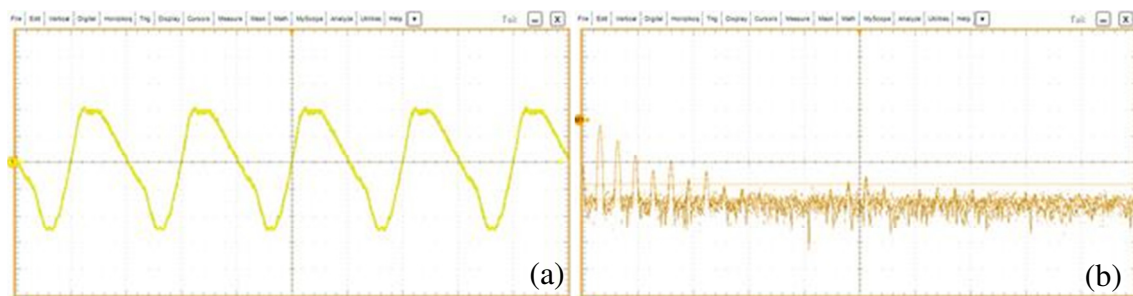


Figura 68 – (a) Sinal de saída do gerador local de 5 GHz e (b) o espectro de RF do mesmo.

A solução mais rápida e económica foi utilizar o oscilador de 2,5 GHz existente no laboratório com um duplicador frequência. O duplicador, modelo ZX90-2-36+ opera em frequências de saída entre 3400 MHz e 7200 MHz. Tal solução exige o ajuste das potências de saída para que os componentes estejam sempre a funcionar abaixo do limiar de saturação. Inicialmente, os misturadores exigem do oscilador local uma potência de +4 dBm para funcionarem corretamente e com o mínimo de ruído. O duplicador de frequência só opera com potências de entrada entre os +8 e os +13 dBm, e complementarmente, a sua perda é de 10 dBm. As imposições e restrições descritas obrigam ao uso de um amplificador após o duplicador. A caixa de cor verde no esquema elétrico da Figura 66 representa o novo circuito para o oscilador local de 5 GHz.

Para além do problema verificado no oscilador, a fibra de saída do laser partiu-se a pouca distância do laser inviabilizando a realização de quaisquer testes com este laser. A fibra de saída do laser é do tipo panda e não foi possível aceder a um equipamento de fusão deste tipo de fibra. Tentativas de utilizar máquinas de fusão *standard* para a soldadura mostraram-se inadequadas.

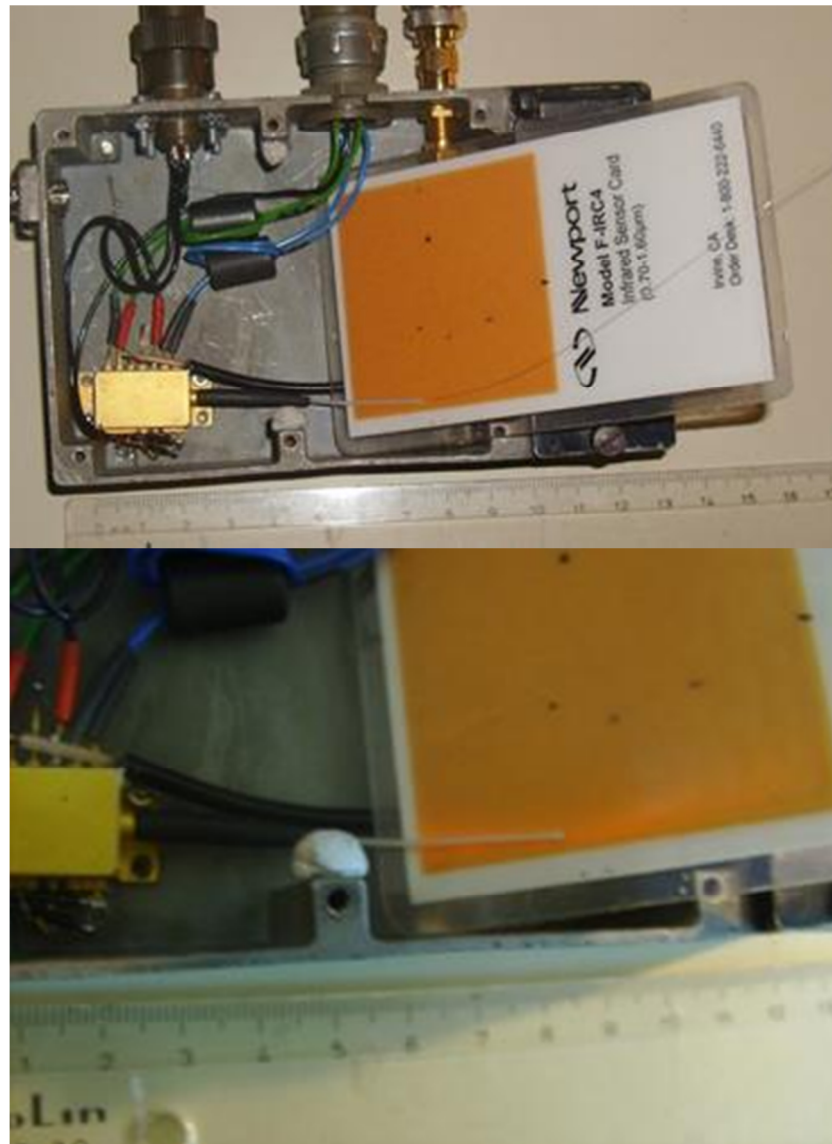


Figura 69 – Fotografia da fibra partida a pouca distância do laser.

6.2.3. Conclusões

Em síntese, das diversas perspectivas pelas quais se analisou o comportamento deste laser, pode afirmar-se que o laser de secção dupla provou ser um excelente candidato para aplicações de metrologia no Espaço por ser um laser robusto, compacto, de pequenas dimensões e baixo consumo. Os resultados obtidos por esta técnica de estabilização, o modo híbrido, demonstram a estabilização do laser em níveis superiores aos do modo passivo.

Apesar de não ter sido possível fazer os testes finais de estabilização com uma malha de captura de fase, foi implementado um conjunto de circuitos e uma bancada de testes para o estudo da sua viabilidade técnica. Infelizmente, um conjunto de avarias no equipamento e no

próprio laser impediu que esta experiência pudesse decorrer até ao final do prazo disponível para a realização deste trabalho. Apesar disso, convém realçar os seguintes pontos:

- Deve evitar-se temperaturas de funcionamento inferiores a $\approx 12,5^\circ\text{C}$ porque são observadas instabilidades ópticas.
- Na curva IVF (Corrente-Tensão-Frequência) do laser, foi escolhida, como intervalo de trabalho a zona com a tensão de polarização de 5 V e corrente entre os 80 mA e 100 mA. Nesta região, o laser apresenta baixa corrente de funcionamento com uma gama elevada em termos de frequência.
- Na montagem experimental a configuração colinear apresentou melhor razão sinal/ruído do que a configuração não colinear, para além da vantagem da simplicidade de alinhamento.
- O modo híbrido demonstrou ser uma excelente ferramenta de estabilização para este laser, com um desvio da frequência central de dezenas de quilohertz para valores sub-hertz. A estabilidade (*'Allan Deviation'*) conseguida situa-se na ordem dos 10^{-9} .

6.3. Laser de Modos Bloqueados de Secção Única

Nesta secção será apresentado o laser de modos bloqueados de secção única. Este laser foi adquirido numa colaboração entre o LOLS da FCUL e o laboratório 'III-V Lab' da Thales Research and Technology, que compreendia um estágio de uma semana no laboratório e onde foi possível verificar todo o processo de fabrico, montagem, teste e operação deste laser.

Este laser difere dos restantes estudados devido ao facto de não possuir elemento saturável. O elemento de ganho do laser é constituído por traço-quântico (quantum-dash - QD) de InAs/InP. O laser opera nos comprimentos de onda da banda L (1565-1625 nm). A estrutura do laser acopla uma guia de onda óptica (do inglês: slab-coupled optical waveguide), em que o elemento de ganho possui seis camadas QD de InAs crescidas por 'gas-molecular beam epitaxy' num substrato de n-InP. As camadas QD são separadas por 20 nm de InGaAsP. A guia de onda é formada por 'ion beam etching' seguido por erosão húmida (wet chemical etch) e isolamento elétrico [79]. Na Figura 70 são apresentadas imagens de SEM do meio ativo QD e também uma vista em corte do chip laser.

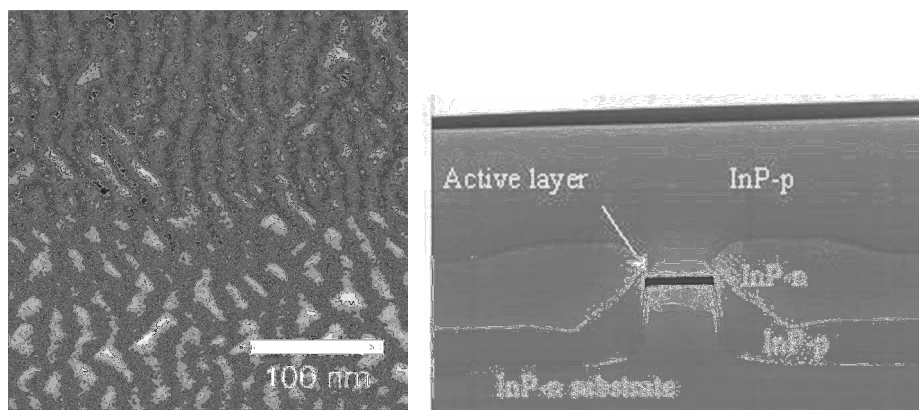


Figura 70 – Imagens de SEM dos (a) traços-quânticos e (b) da Secção transversal do chip [79]

Visto que o laser só possui um único elemento, os mecanismos para o acoplamento dos modos diferem dos lasers que possuem elemento saturável, pelo que é necessário que ocorram processos não-lineares, sendo o predominante entre eles a 'mistura de quatro ondas' (do inglês 'four-wave mixing' FWM) para que se verifique o acoplamento entre os modos [80].

O processo de 'mistura de quatro ondas' ocorre entre dois campos elétricos com diferentes frequências mas com igual polarização, existindo ambos no semiconductor. O campo de maior intensidade é designado por '*pump*' e com a frequência angular de ω_p . O outro campo elétrico, apelidado de '*signal*', possui a frequência angular de $\omega_p - \Delta\omega$. O batimento dos dois campos elétricos causa uma modulação do elemento de ganho com a

frequência $\Delta\omega$. Por conseguinte, são gerados novos campos elétricos com as frequências de $\omega_p + \Delta\omega$ e $\omega_p + 2\Delta\omega$ [81]. O processo ocorre de tal maneira que é criada uma interdependência entre as fases das novas frequências geradas [82].

Na Figura 71 está esquematizado o espectro óptico de FWM em que P_p , P_s , $P_{\text{FWM}+}$ e $P_{\text{FWM}-}$ são as potências ópticas do ‘pump’, ‘signal’ e das frequências ópticas geradas e deslocadas inferior e superiormente em relação à frequência fundamental (‘sideband frequencies’), respetivamente. Os mecanismos que dão origem à ‘mistura de quatro ondas’ estão relacionados com a dinâmica de ganho não linear. Esta dinâmica é baseada em diferentes processos físicos e está relacionada com efeitos inter e intra-bandas [83].

O efeito inter-bandas que é o dominante quando $\Delta\omega$ é baixo, refere-se ao processo de recombinação eletrão-buraco entre as bandas de valência e condução. O batimento entre o ‘pump’ e o ‘signal’ provoca uma modulação na densidade de portadores [83], ou seja, é associado à depleção da densidade de portadores (‘carrier density depletion’ - CDD). Como consequência, nas zonas de depleção o ganho óptico é reduzido.

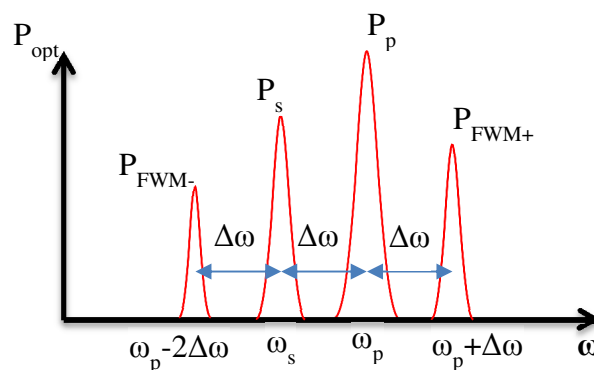


Figura 71 – Espectro óptico da mistura de quatro ondas.

Os efeitos de ganho não linear, como o FWM, produzem uma correlação entre as fases dos modos, o que é essencial para que estejam igualmente separados, apesar da dispersão na cavidade [84]. Esta é uma condição necessária para o laser ficar com os modos bloqueados. Este mecanismo de bloquear o acoplamento entre os modos tem sido observado noutros lasers, como por exemplo: poços-quânticos [84], [85], traços-quânticos [86] e até mesmo nos de pontos-quânticos [87]. Contudo, neste último tipo de lasers, e embora o acoplamento dos modos esteja bloqueado, a fase entre eles é quadrática [88], significando que o laser não emite impulsos. No entanto, é possível compensar a dispersão fora da cavidade, para que as fases sejam nulas e assim obter impulsos laser bem discriminados. Uma forma de compensar a dispersão é recorrendo a fibras ópticas externas à cavidade que possuam dispersões

quadráticas, tal como a SMF-28e+ da CorningTM. Com o comprimento correto é possível aproximar os impulsos ao limite teórico [89], [90].

6.3.1. Montagem

A montagem do Laser de Secção Única teve como referência a existente no laboratório ‘III-V Lab’. O dispositivo fornecido não possuía encapsulamento, sendo de cavidade fechada. Esta configuração significa que todas as formas de estabilização são extracavidade. O esquema da montagem do laser está ilustrado na Figura 72. Existem três variáveis que estão diretamente relacionadas com o funcionamento do laser: a temperatura, a corrente do elemento de ganho e, por fim, a fonte de RF, à semelhança do que acontece com o laser de secção dupla. Existe um equipamento para controlar cada uma destas variáveis, que serão descritas de seguida.

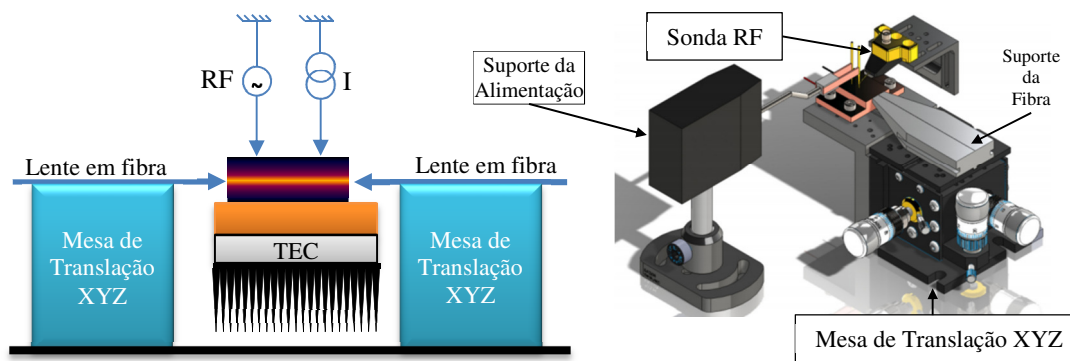


Figura 72 – Esquema simplificado da montagem do laser de modos bloqueados de secção única, com ilustração artística.

A temperatura do laser é controlada pelo equipamento da Thorlabs™, modelo TED350. O controlador consegue comandar um TEC até uma potência de 40 W. Pode funcionar com diversos sensores de temperatura mas o escolhido foi o integrado AD590. As principais razões desta escolha prendem-se com o facto de estar calibrado de fábrica e sem necessidade de ajustes no controlador. A gama de medida deste sensor é de -45 °C a +145 °C, com uma resolução de 0,001 °C em controlo remoto. Como o controlador não possui interface digital de controlo foi utilizado a entrada de modulação para o efeito.

A unidade citada possui um controlador PID. Como não é possível ajustar as suas constantes de forma a minimizar o erro no valor da temperatura, houve a necessidade de desenvolver um outro controlador, por software, com o objetivo de compensar o PID do equipamento. Inicialmente implementou-se um segundo PID, ou seja, os dois controladores estariam encadeados (*‘nested’*) mas esta solução revelou-se bastante complicada em termos de configuração para um funcionamento estável. A solução mais eficaz encontrada foi ajustar o valor de referência do controlador PID da unidade de controlo para o melhor desempenho

possível, com o programa a ajustar a temperatura de referência de forma a minimizar o erro do controlador. A Figura 73 mostra a evolução da temperatura com o tempo como resultado do novo controlador. Em funcionamento normal, o laser possui uma potência e perdas constantes, facto que contribui para a estabilidade da sua temperatura.

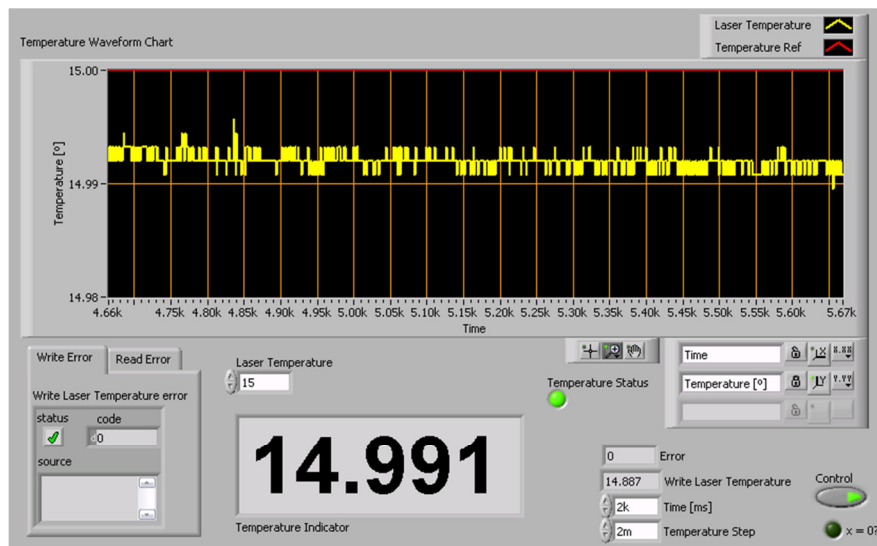


Figura 73 – Imagem do controlador de temperatura, salienta-se que a temperatura de referência é de 15 °C.

A gestão da corrente do laser é efetuada pelo mesmo controlador que geria a corrente do laser de bombeamento do VECSEL, modelo 560B fabricado pela NewPort™. Este modelo consegue fornecer uma corrente até 6000 mA com uma resolução de 0,12 mA, para uma tensão máxima de 5 V. O instrumento possui interface USB o que nos permite obter mais informação do que a disponibilizada no painel frontal do instrumento. Foi desenvolvido um VI em LabVIEW™ para o seu controlo, cuja interface é ilustrada na Figura 74. O programa de aquisição de dados permite obter o valor da tensão aos terminais do laser. Com os valores da tensão e da corrente determina-se a potência fornecida ao laser. Estes dados servem para comparar com a potência que o controlador de temperatura está a debitar no TEC.

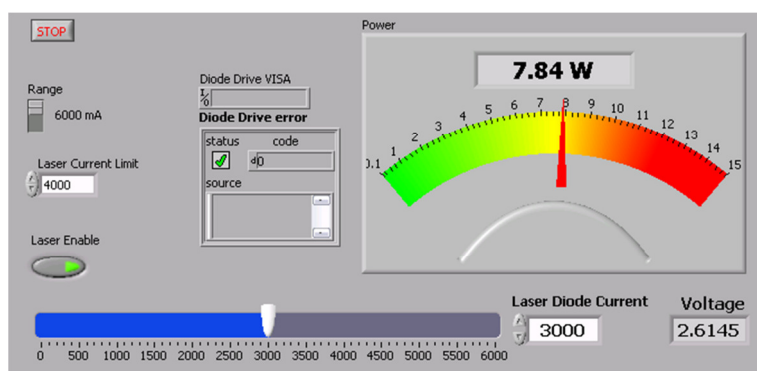


Figura 74 – Imagem do VI de controlo da corrente do laser

O último instrumento que controla os parâmetros do laser é a fonte de radiofrequência, modelo MG3691C fabricada pela Anritsu™, cuja gama de RF tem um intervalo de trabalho de 8 MHz até 10 GHz. Tem uma resolução de 0,01 Hz e uma potência de saída que pode atingir os +23 dBm. Em substituição do oscilador interno, a entrada de referência de 10 MHz está ligada ao relógio de elevada precisão OCXO (*'Allan Deviation'* de 10^{-11} para um tempo de integração de 1 s). Na Figura 75 visualiza-se o painel frontal do programa desenvolvido para o controlo da fonte de RF. A comunicação com o equipamento é efetuada através de Ethernet.

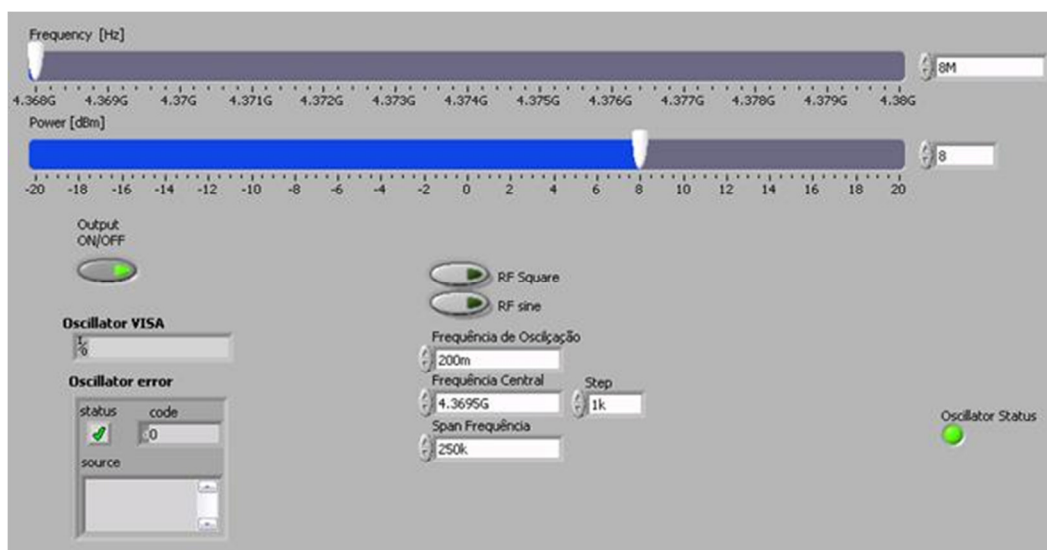


Figura 75 – Imagem do VI de controlo da fonte de RF. As opções, na zona central, permitem produzir modulações sinusoidais ou quadradas.

A Figura 76 ilustra o esquema da montagem para a aquisição das características do laser e na Figura 78 encontra-se a fotografia da montagem do laser com a identificação dos vários componentes. O laser é alimentado pela fonte de corrente e pela fonte de RF. A fibra em lente é arredondada na extremidade, comportando-se como um dióptro com potência óptica, utilizada para maximizar a eficácia de acoplamento. O espelho de saída do laser encontra-se no lado direito do dispositivo. A utilização da fibra na extremidade esquerda do laser, i.e., no espelho de alta refletividade só se justifica na técnica de estabilização por realimentação óptica.

A radiação laser, após ter sido coletada, percorre 700 m de fibra para compensar a dispersão. Assim, as fases dos modos de emissão passam de uma distribuição quadrática para uma distribuição de fase nula, o que significa o aparecimento de impulsos. Para estudar esses impulsos, quer em termos elétricos quer em termos ópticos, a radiação é dividida numa razão

90:10, onde 90% segue para um analisador de espectro óptico, OSA. O restante da radiação é convertido em impulsos elétricos pelo fotodíodo, sendo analisada a sua frequência e o seu espectro RF.

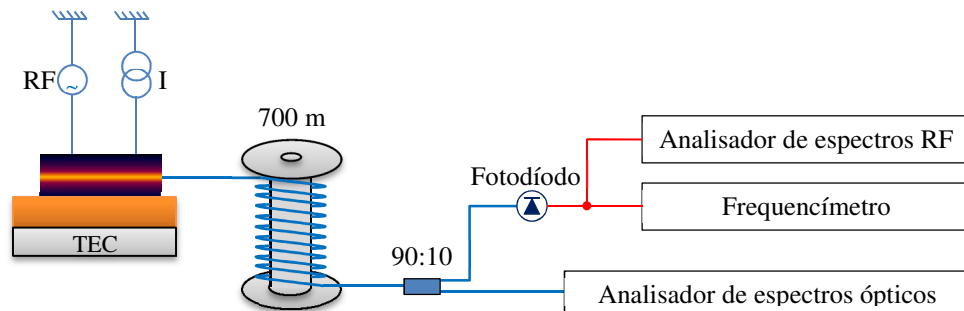


Figura 76 – Esquema da aquisição utilizada para a caracterização do laser de secção única.

Para proteger o dispositivo laser, este encontra-se isolado numa caixa de acrílico transparente, com ligações elétricas e ópticas numa das faces laterais. O laser é montado num bloco de cobre, onde se encontra o sensor de temperatura AD590. O bloco de cobre encontra-se montado no elemento termoeletrico (TEC). O TEC é fixo ao suporte de alumínio em forma de L invertido. Este suporte é estático e encontra-se fixo à plataforma. Com o auxílio de uma ventoinha, o dissipador de calor, que se encontra fixado no suporte de alumínio do laser, ajuda a remover o calor do TEC.

A utilização do microscópio é justificada para o processo do alinhamento das fibras ópticas que coletam a radiação de ambas as extremidades do laser ou do alinhamento da ponta de prova RF. No canto superior esquerdo da Figura 78 encontra-se uma fotografia do laser observado através do microscópio, onde são visíveis as duas sondas de alimentação e a de RF. A sonda de RF possui uma mesa de translação XYZ para o alinhamento fino. O espaçamento entre os pinos da sonda é de 150 μm .

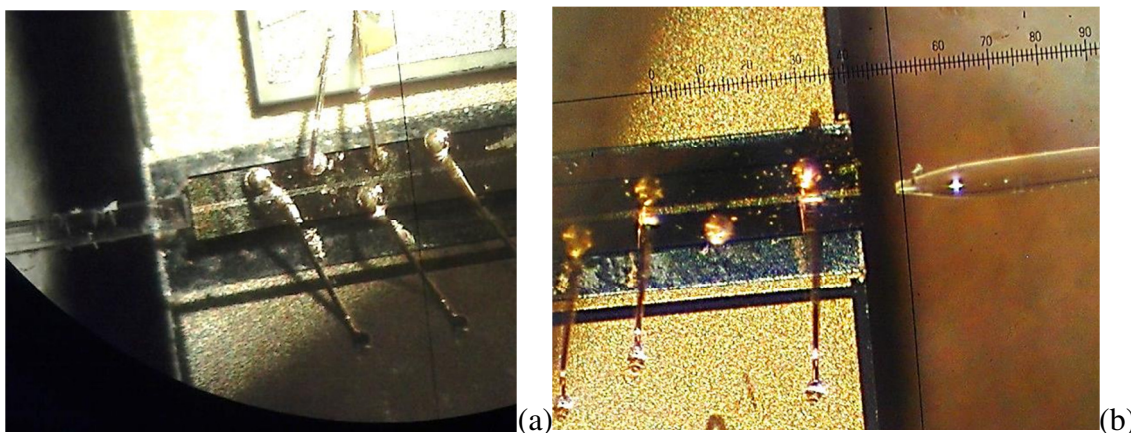


Figura 77 – Fotografia das fibras usadas para coletar radiação do laser. (a) Através do espelho de alta refletividade e (b) pelo espelho de saída.

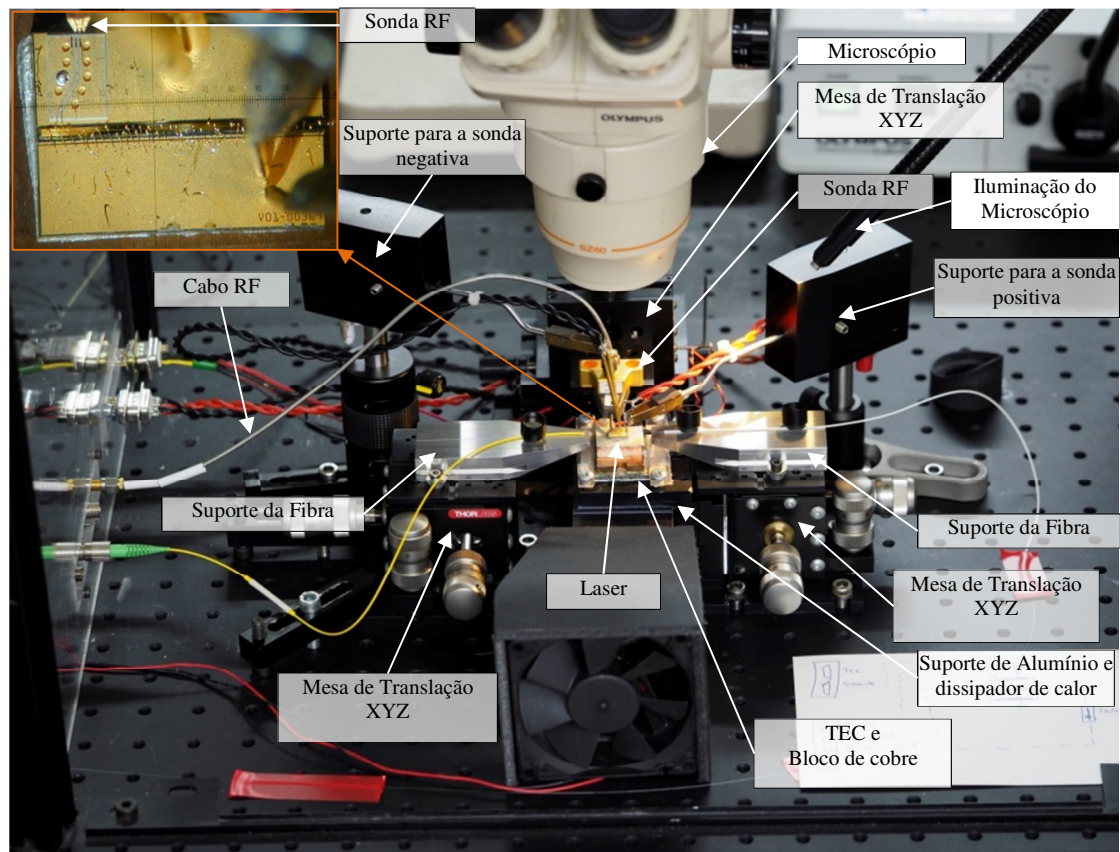


Figura 78 – Fotografia da montagem do laser de seção única. A fotografia do canto superior esquerdo refere-se ao dispositivo laser visto através do microscópio.

No lado esquerdo do laser, pela extremidade do espelho de alta refletividade, a radiação é coletada por uma fibra plana em detrimento da fibra em lente. Aquela, a plana, coleta mais radiação do que uma fibra em lente devido à menor distância entre a fibra e o laser sem, contudo, o desestabilizar o laser pelo processo de realimentação óptica. Na Figura 77 observa-se, com recurso ao microscópio, não só a montagem das fibras mas também a distância de cada fibra ao dispositivo. Tal precisão no posicionamento só é possível porque cada fibra possui um suporte especial e uma mesa de translação XYZ para o correto alinhamento.

Terminada a descrição da montagem mecânica do laser, segue-se a descrição do seu funcionamento. A fotografia da montagem no exterior da caixa do laser é observada na Figura 79. Como mencionado na descrição do laser (Figura 76), para garantir o bloqueamento dos modos é necessário recorrer a uma fibra externa para compensar a dispersão.

A fim de possuir maior versatilidade, foi construído um módulo que possui três fibras com diferentes comprimentos, a saber, 100 m, 200 m e 400 m. Estas dimensões foram escolhidas para produzir um total de 700 m em passos de 100 m, tirando partido das sete combinações possíveis entre elas. No laboratório ‘III-V lab’ a dimensão ideal foi de 500 m,

assim na nossa montagem o comprimento utilizado foi de 500 m de fibra (SMF-28e+ da Corning).

A radiação é dividida por um divisor de feixe em fibra numa razão de 90:10, produzido pela Thorlabs™, modelo 10202A-90-FC. Como o sinal de correlação depende da potência, a linha dos 90% dirige-se para o sistema de metrologia ou para o auto-correlador, para aumentar a razão do sinal-ruído.

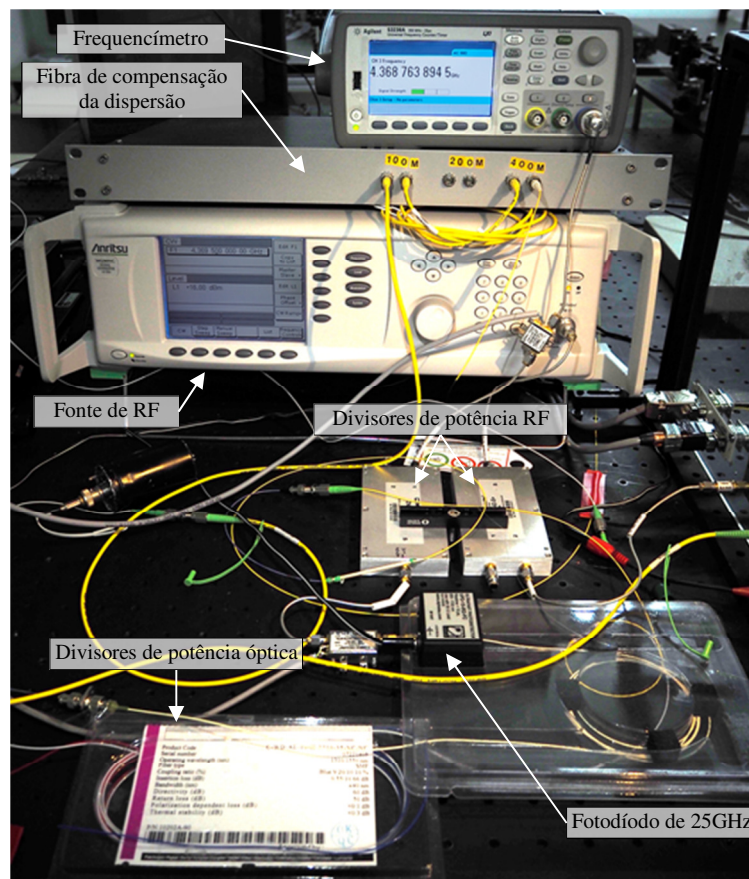


Figura 79 – Fotografia dos equipamentos no exterior da caixa do laser.

Os restantes 10 % são usados para o sistema de análise elétrica. Os impulsos ópticos são transformados em impulsos elétricos pelo fotodíodo, cuja largura de banda é de 25 GHz. Este fotodíodo é modelo UPD-15-IR2-FC fabricado por Alphalas™. O material do fotodíodo é InGaAs com uma largura espectral dos 800 nm até aos 1700 nm. O tempo de subida é de 15 ps. Estes parâmetros são suficientes para assegurar uma correta transdução dos impulsos do laser.

O sinal é amplificado e repartido em dois pelo divisor de potência, modelo ZN2PD2-63+ fabricado pela Mini-Circuits, que opera entre os 350 MHz e os 6 GHz. Uma das linhas liga ao frequencímetro e a outra ao analisador de espectros RF. Este analisador é

fabricado pela Tektronix, modelo MDO4104B-6. A sigla MDO vem da palavra em inglês ‘Mixed Domain Oscilloscope’ que significa que este aparelho pode visualizar sinais quer no domínio do tempo, quer no domínio das frequências. O principal atributo deste aparelho é possuir uma largura de banda para análise de sinais de RF de 6 GHz, com uma resolução mínima de 10 Hz. Após a descrição da montagem, segue-se a apresentação dos resultados obtidos.

6.3.2. Resultados

Apresentamos os resultados obtidos na estabilização do laser de modos bloqueados sem elemento saturável, i.e., de secção única. Como mencionado, nem todas as técnicas podem ser implementadas. Previamente à apresentação dos resultados das técnicas de estabilização, serão ser mostrados os resultados de caracterização deste laser.

Um resultado importante é a largura do impulso do laser. O valor referente à largura do impulso foi obtido no laboratório ‘III-V lab’, durante o estágio aí realizado, e é apresentado na Figura 80. O auto-correlador foi fabricado pela ‘A.P.E’ modelo Carpe. Este modelo é capaz de medir impulsos com larguras desde os 150 fs até 15 ps.

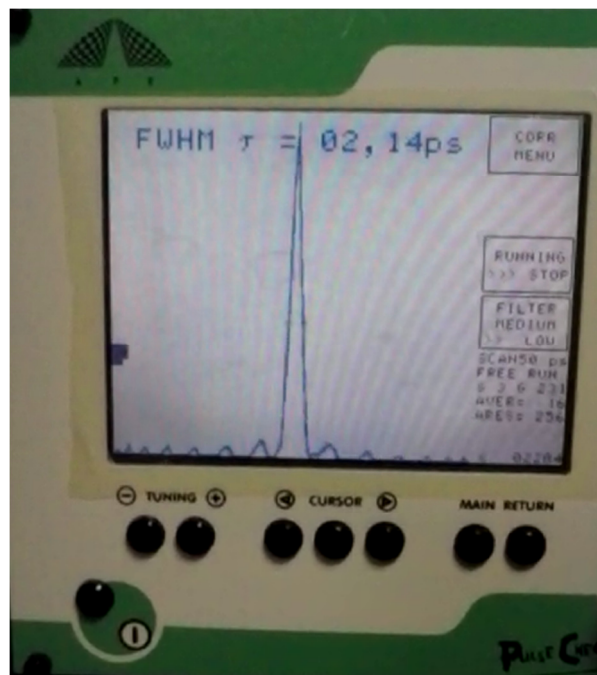


Figura 80 – Forma do impulso obtido no Laboratório ‘III-V Lab’, em França.

Um dos parâmetros mais importantes é o intervalo de trabalho do laser em termos do regime de funcionamento com os modos bloqueados, para diversos valores de corrente. Para a sua determinação procedeu-se ao varrimento da corrente do laser, observando a frequência do trem de impulsos do laser. Iniciou-se a corrente nos 2000 mA subindo aos 4000 mA, em passos de 20 mA. Para a leitura da frequência, em vista desta experiência ser automatizada,

foram adquiridas 1 000 amostras, com um tempo de integração de 10 ms. Desta maneira, cada ponto é a média de 1 000 amostras com um desvio padrão associado. A curva obtida é apresentada na Figura 81.

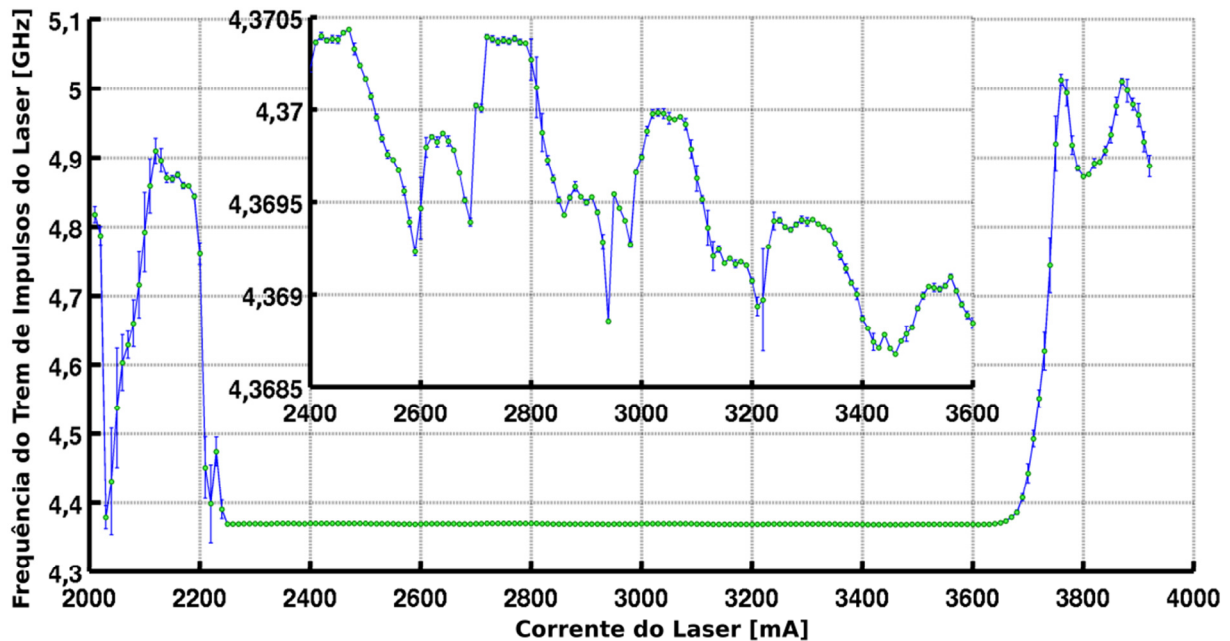


Figura 81 – Evolução da frequência dos impulsos laser com a corrente. Em destaque, a ampliação da zona de estabilização.

Pela análise da figura verifica-se que existem três zonas distintas de funcionamento, em termos de frequência do trem de impulsos. Para valores de corrente de ≈ 2300 mA até ≈ 3600 mA, o laser apresenta um comportamento linear e estável, i.e., o desvio padrão é menor quando comparado com as outras zonas. Por esta razão, o intervalo de trabalho, em modo passivo, situa-se em valores de corrente entre os 2400 mA e os 3600 mA. Fora deste intervalo, o laser possui um comportamento errático em termos da FTIL. Estes resultados foram obtidos para uma temperatura de 18 °C.

6.3.2.1. *Influência da Temperatura sobre a Frequência do Trem de Impulsos*

Foi já referido que este tipo de laser não possui a estabilidade suficiente para a aplicação em metrologia apresentada anteriormente, pelo que é necessário verificar o seu comportamento face aos parâmetros de funcionamento. Na Figura 82 encontra-se o resultado do comportamento da frequência do trem de impulsos do laser ao longo do tempo e para

diversas temperaturas. O laser encontra-se a operar em modo passivo com uma corrente de 3000 mA.

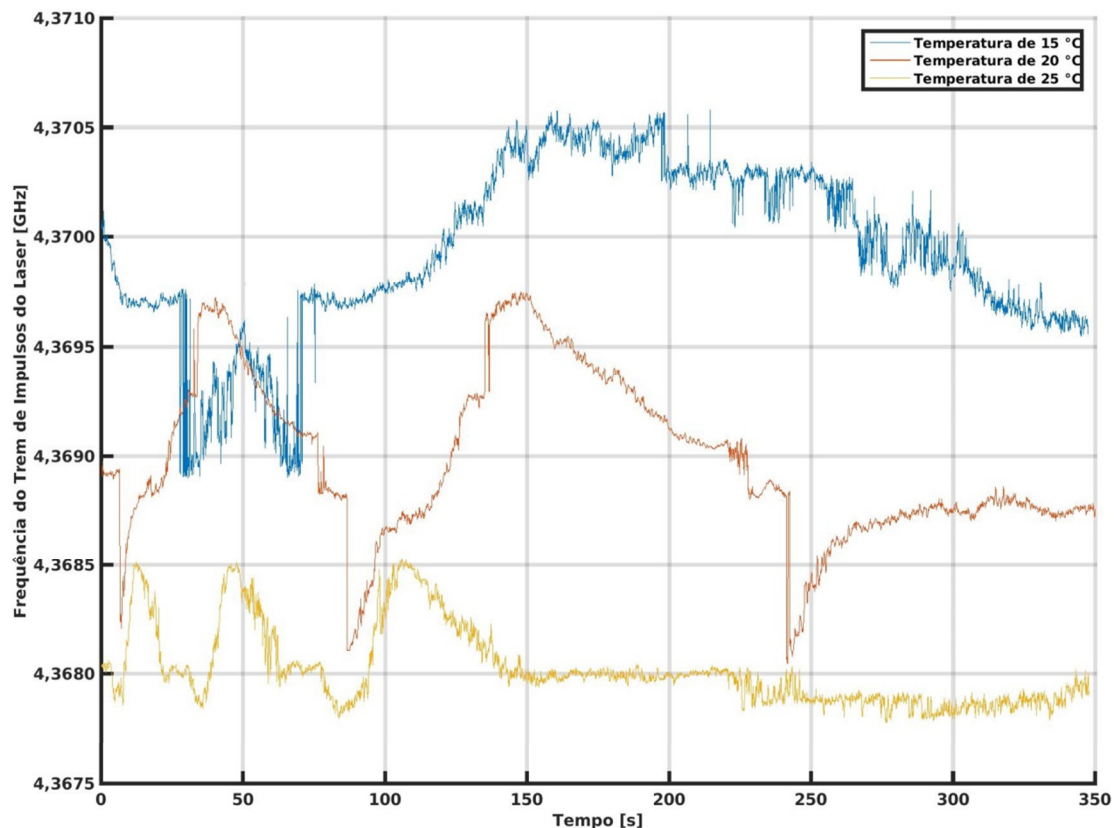


Figura 82 – Evolução da frequência do trem de impulsos ao longo do tempo para três temperaturas

Como se observa pela figura, existe uma tendência para que a frequência nominal diminua com o aumento da temperatura. Este comportamento deve-se à diminuição da cavidade por causa da expansão térmica. Na Tabela 8 encontra-se o valor médio da frequência para cada temperatura juntamente com o seu desvio padrão e estabilidade relativa.

Tabela 8 – Valor médio da frequência do trem de impulsos laser

Temperatura [°C]	Frequência [GHz]	Desvio padrão (σ) [kHz]	$y_i = \Delta f / f_0$
15	4,3699	390	$8,9 \times 10^{-5}$
20	4,3690	346	$8,0 \times 10^{-5}$
25	4,3680	180	$4,1 \times 10^{-5}$

O conceito de estabilidade, i.e., a variação da frequência em torno da frequência central, é dado pela seguinte expressão^{IX}, $y_i = \frac{\Delta f}{f_0}$. Assim, o valor da estabilidade do laser em modo passivo situa-se nos 10^{-5} , valor típico para este tipo de laser, considerando f_0 a média da

^{IX} Quando mais estável é o laser, menor é a sua variação (Δf). Assim, quando menor é o valor y_i , mais estável é; em virtude de f_0 ser constante.

frequência. Considerando a expansão térmica do material, afirma-se que existe linearidade entre a temperatura e o valor da frequência de tempo de voo da cavidade, f_{rep} , e, com base na tabela, a regressão linear entre ambos é dada pela expressão:

$$f_{rep} = -1,913 \times 10^{-4}T + 4,3728 \quad \text{Equação 52}$$

Como a variação da temperatura é lenta quando comparada com a variação natural da frequência, ela não serve como mecanismo de estabilização mas sim e apenas como controlo da frequência nominal. Este facto é especialmente relevante para a estabilização a curto termo, que é a pretendida, em termos de especificação, para a utilização deste laser no sistema de medida de distâncias absolutas.

6.3.2.2. *Influência da Corrente sobre a Estabilidade do Laser*

Em virtude de a frequência do trem de impulsos do laser variar com a corrente, como observado anteriormente, é importante conhecer a estabilidade do laser para diversos valores de corrente. A experiência seguinte avalia o efeito da corrente na estabilidade do laser, em modo passivo. O objetivo é usar o valor de corrente determinado pela experiência como sendo a corrente nominal aconselhada para os restantes ensaios.

Como o frequencímetro possui uma entrada de referência de 10 MHz, este foi ligado a uma fonte de referência de 10 MHz de Rubídio, modelo LPRO-101 fabricada pela DATUM™. Assim, todas as medidas de estabilidade em frequência estarão referenciadas à fonte de Rubídio, tal como ilustra a Figura 83. A figura também mostra o ruído de base da fonte.

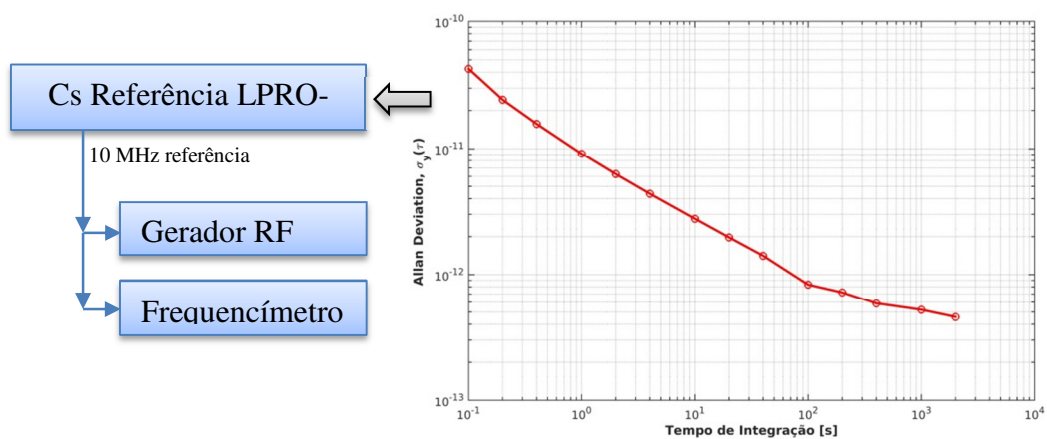


Figura 83 – Ilustração da distribuição do sinal de referência de 10 MHz da fonte de Rubídio, e o seu nível de ruído.

O frequencímetro, modelo 53230^X fabricado pela AgilentTM, é o único que possui um oscilador interno de elevada precisão. As características mais relevantes deste oscilador são: envelhecimento (24h) $\pm 0,3$ ppb (típico); estabilidade com a temperatura (0 a 55 °C) ± 5 ppb e o ‘*Allan Deviation*’ é de 0,01 ppb ou 10^{-11} ($\tau=1s$)^{XI}. O frequencímetro possui a capacidade de adquirir valores sem tempo morto entre amostras. Esta capacidade é indispensável para o estudo da estabilidade. Foi desenvolvido um programa para a obtenção de curvas de estabilidade para determinar a medida de ‘*Allan Deviation*’. O programa adquire 1000 amostras de frequência para cada tempo de integração (τ). Aplicando a fórmula para a determinação do valor de ‘*Allan Deviation*’ (Equação 45, pág.63) obtém-se o gráfico da estabilidade do laser.

O procedimento para a aquisição da curva de estabilidade para cada valor de corrente consiste em definir a corrente do laser e esperar até que a temperatura do laser estabilize no valor previamente estabelecido. Após a temperatura estar dentro do intervalo desejado, inicia-se a aquisição da curva de estabilidade. Como cada corrente possui o seu próprio valor de FTIL, usou-se a média de todos os pontos para definir a frequência central. Foram adquiridas curvas para as correntes dentro do intervalo de trabalho determinado anteriormente, i.e., compreendidas entre 2400 mA até 3600 mA. O passo do valor de corrente foi de 200 mA. Complementarmente, o oscilador local também foi analisado em termos de frequência para determinar o valor mínimo de estabilidade. Na Figura 84 é apresentado o gráfico com os resultados compilados.

^X O frequencímetro possui a opção 010, i.e., o oscilador interno é tipo OCXO, do inglês, ‘Oven-Controlled Crystal Oscillator’.

^{XI} O fabricante não segue a norma internacional, onde 1 ppb = 10^{-12} mas sim a norma onde 1 ppb = 10^{-9}

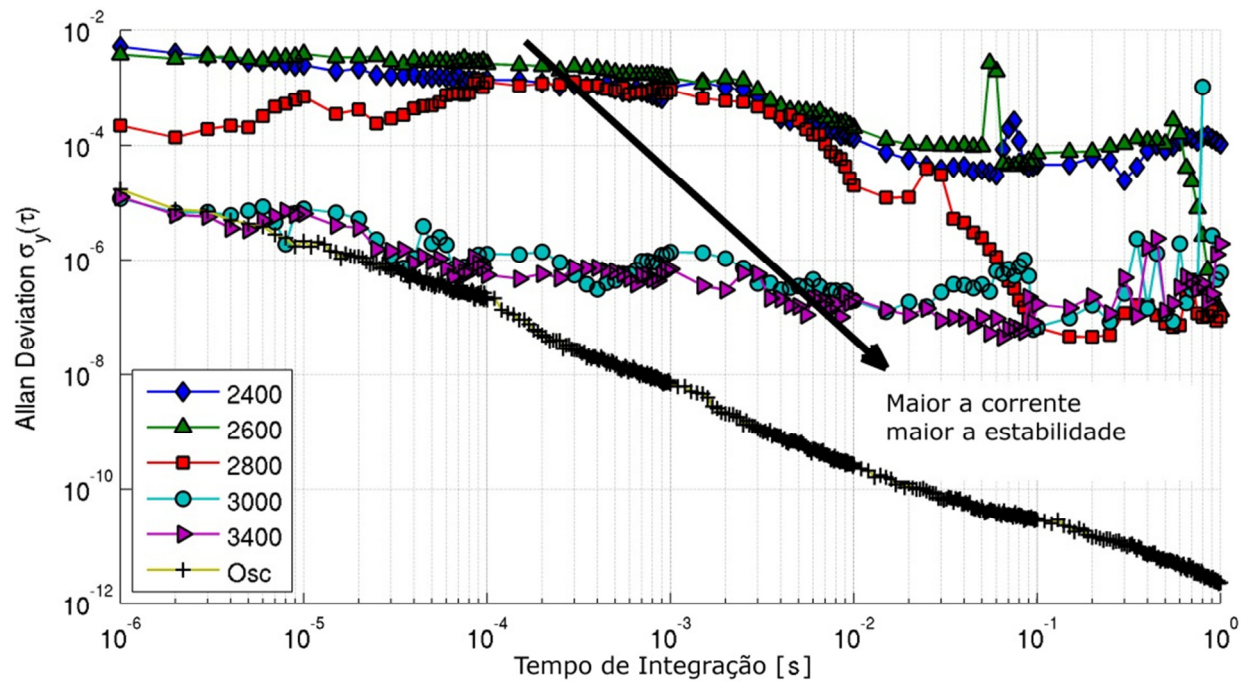


Figura 84 – Curvas de estabilidade do laser para diversas correntes, a temperatura constante.

Fica evidente que existem dois níveis de estabilidade. O primeiro, compreendido entre os 10^{-2} e 10^{-4} , corresponde a valores mais baixos de corrente, até aos 2800 mA. Para valores mais elevados de corrente, o laser fica mais estável, passando de valores de estabilidade de 10^{-5} para 10^{-7} . Com base neste resultado, e tendo em conta que o ponto de charneira corresponde a 2800 mA, decidiu-se que a corrente de trabalho seria, preferencialmente, superior aos 3000 mA.

6.3.2.3. Modo Híbrido do Laser

O modo híbrido consiste em injetar um sinal RF no laser, introduzindo uma modulação na polarização do elemento de ganho. A frequência RF possui um período da ordem do tempo de voo da cavidade laser. A injeção provoca uma modulação dos portadores contribuindo para o sincronismo da frequência do trem de impulsos com a fonte de RF[51]. Como resultado, produz-se um sincronismo entre a frequência da fonte de RF e a frequência do trem de impulsos do laser.

A frequência associada ao tempo de voo da cavidade pode ser extraída da Figura 81, e para um valor de 3000 mA de corrente do laser, situa-se entre os 4,3695 GHz e os 4,3700 GHz. Consequentemente, a frequência da fonte de RF é 4,3695 GHz. A Figura 85 ilustra a evolução da frequência do trem de impulsos do laser, em modo passivo até os 300 s (5 minutos). Após esse período, o laser entra em modo híbrido, i.e., com a injeção de RF.

Como a figura inferior mostra, em modo passivo, a variação da frequência, em relação ao valor nominal, é da ordem de 10^{+5} Hz o que corresponde a uma estabilidade da ordem dos 10^{-5} ($\Delta f/f_0 = 350 \text{ kHz} / 4,3695 \text{ GHz}$). A diferença entre as figuras encontra-se na escala. Em modo híbrido observa-se uma melhoria significativa em relação ao modo passivo e a figura superior demonstra isso, onde nela se mostra que a variação da frequência é da ordem de 10^{-1} Hz, significando que a estabilidade do laser é de 10^{-11} ($\Delta f/f_0 = 0,3 \text{ Hz} / 4,3695 \text{ GHz}$). A título de comparação com o laser de dupla secção (Figura 63 pág.99), em modo híbrido, ambos os lasers possuem desvios da frequência central semelhantes ($\approx 0,3 \text{ Hz}$), o que se traduz em estabilidades equivalentes. Contudo, os tempos de integração diferem, em que no laser de dupla secção é de 100 ms e no de secção única é de 10 ms.

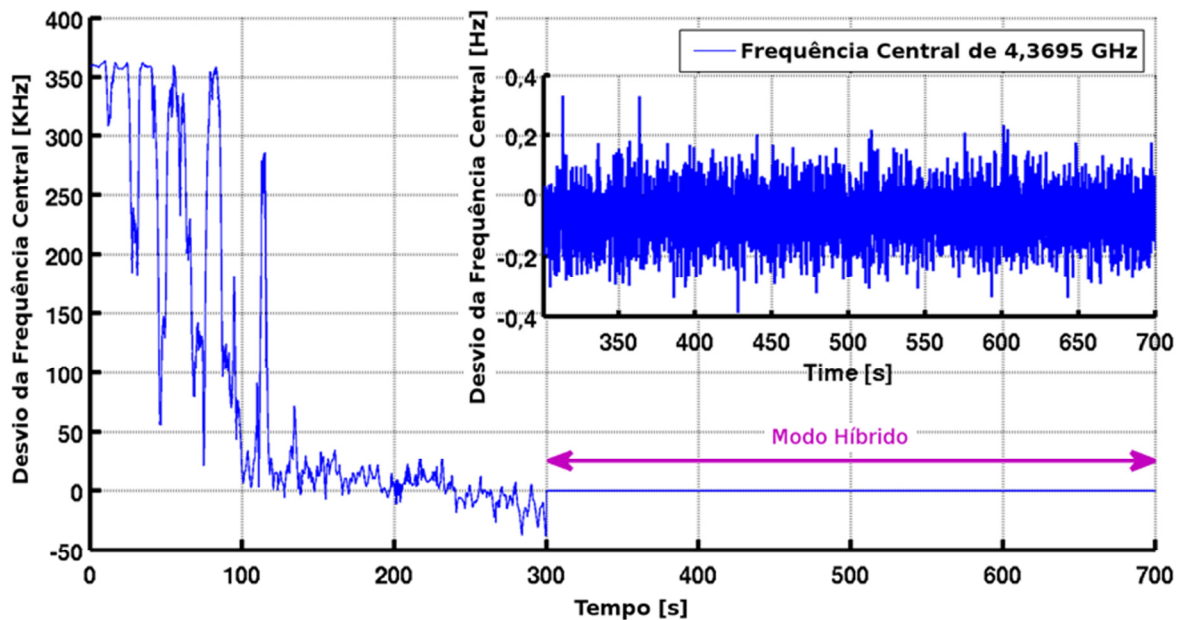


Figura 85 – Evolução do desvio da frequência dos impulsos laser durante ≈ 12 minutos. Após 5 minutos, o sinal de RF foi injetado no elemento de ganho.

O valor de RF injetado possui o mesmo valor que o inverso do período correspondente ao tempo de voo na cavidade, sendo a largura de banda em que é possível forçar o modo híbrido relativamente estreita quando comparada com a frequência de repetição de impulsos do laser. Uma forma de determinar se o laser se encontra em modo híbrido é medindo a sua estabilidade. A Figura 86 mostra o varrimento do valor da frequência da fonte de RF, em que, para cada frequência, foi medida a estabilidade do laser em termos da métrica ‘*Allan Deviation*’ (Equação 45). Quando o laser não se encontra em modo híbrido, a sua estabilidade é da mesma ordem da do modo passivo, $\approx 10^{-5}$. Mas quando o laser se encontra em modo híbrido a sua estabilidade aumenta para valores semelhantes aos da fonte de RF, i.e., cerca de $\approx 10^{-10}$ para um tempo de integração de 10 ms ou $\sigma_y(10 \text{ ms}) \approx 10^{-10}$.

Do ponto de vista prático, o valor ‘*Allan Deviation*’ permite avaliar qual a gama de frequências em que é possível obter o funcionamento em modo híbrido, ou seja, em que é possível garantir o funcionamento do laser com altos níveis de estabilidade.

De recordar que, para além do estudo das condições de funcionamento em modos bloqueados do laser, é possível avaliar a capacidade de sintonia do laser, em termos da frequência de repetição de impulsos, com os níveis de estabilidade que permita garantir o funcionamento do sistema de medição de distâncias proposto com a incerteza necessária.

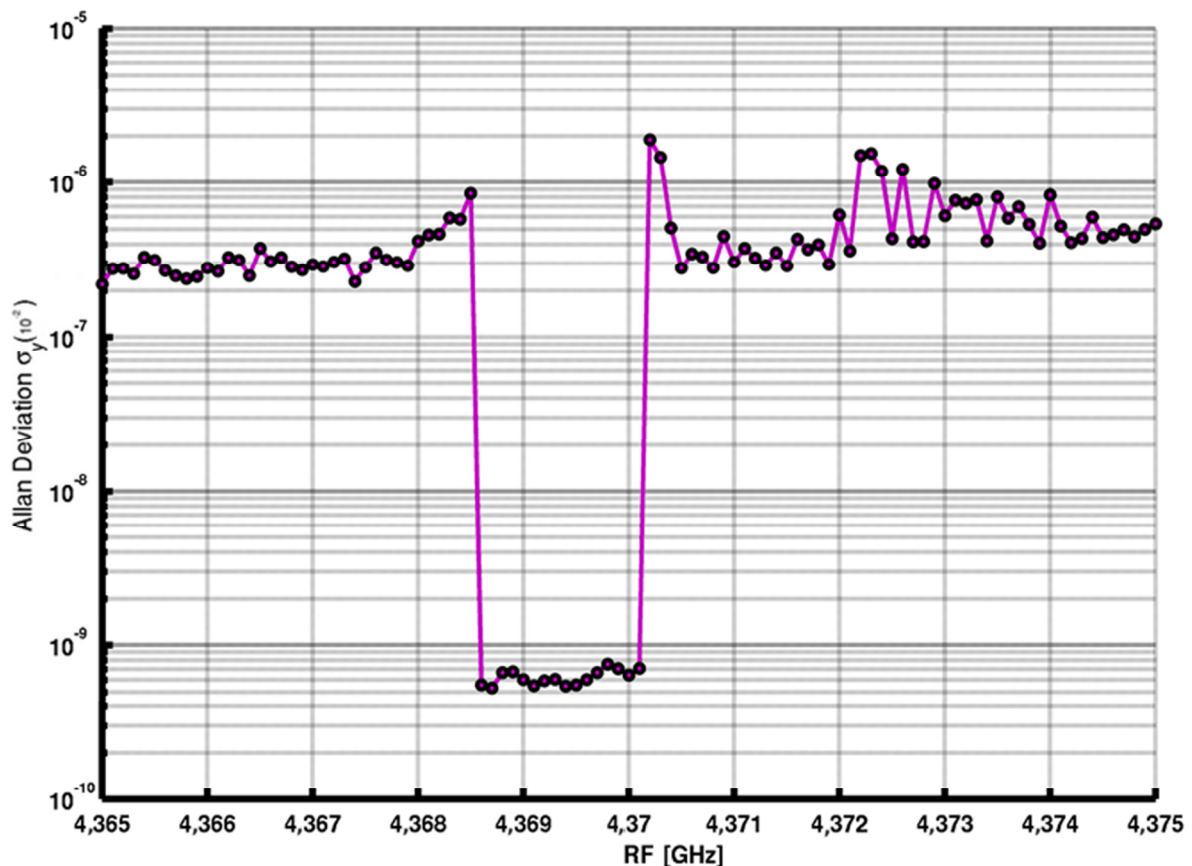


Figura 86 – Largura de banda do modo híbrido em função do valor de RF injetado no laser

Outro processo de avaliar o nível de estabilidade do laser, quando este está em modo híbrido, é pela análise do espectro de frequências elétricas. O método, apesar do caráter mais qualitativo, permite, ainda assim, verificar o estabelecimento do modo híbrido (e portanto de altos níveis de estabilização) por avaliar a largura de banda a meia altura do espectro de RF. Quando o laser se apresenta em modo híbrido, a largura do pico diminui significativamente e desaparecem os picos secundários associados às harmónicas da frequência central.

Na Figura 87 é apresentado um gráfico que contém o comportamento do laser durante um varrimento do valor da fonte de RF. Os espectros da Figura 87 foram obtidos com o

analisador de espectros Tektronix, modelo MDO4104-6, fazendo a aquisição remota dos dados em LabVIEW™, para uma variação da frequência de injeção desde 4,365 GHz até 4,375 GHz, com passos de 10 kHz. O eixo dos XX representa o espectro de RF obtido pelo analisador de espectros e o eixo dos ZZ a amplitude do espectro, em dB. O eixo dos YY é a frequência do sinal de RF injetado. Todos os espectros foram obtidos com a corrente (2500 mA) e a temperatura (15 °C) constantes. Os valores escolhidos pertencem a uma região onde o laser apresenta menor estabilidade e desta forma sobressair o aumento da estabilidade.

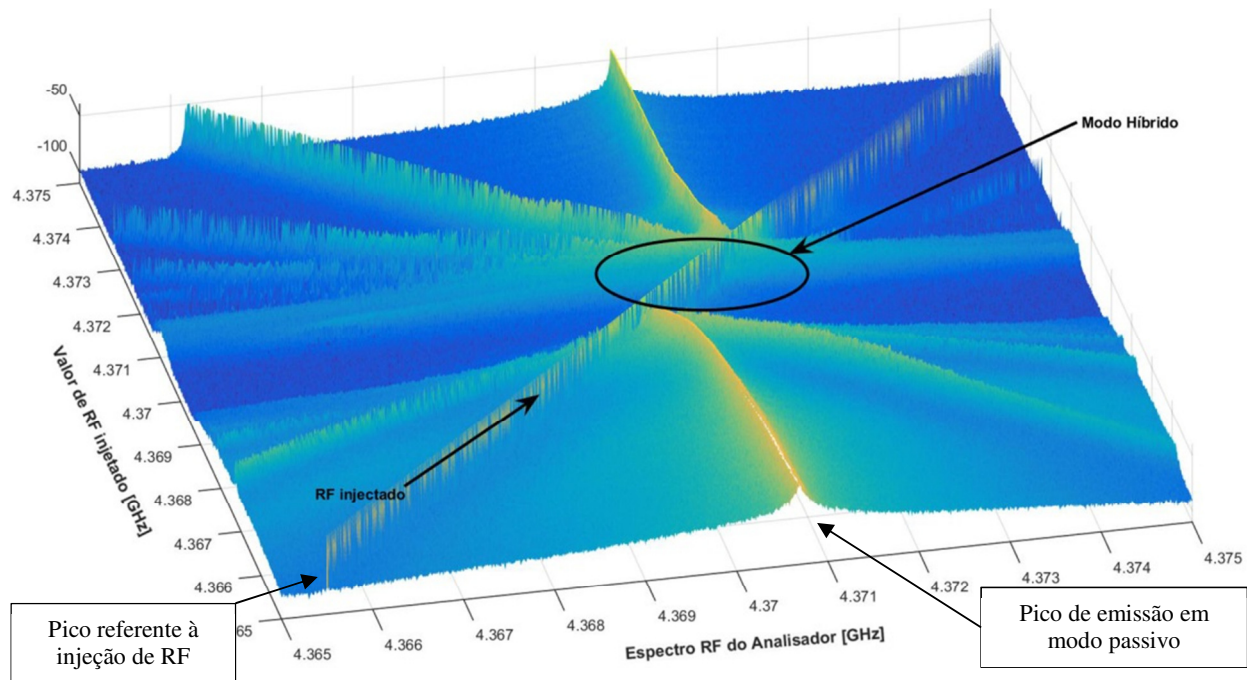


Figura 87 – Efeito sobre o espectro de RF do laser com a injeção de RF.

Na figura existem dois picos principais, um pico de emissão do laser em modo passivo e outro referente à injeção de RF. A modulação entre os dois picos principais resulta numa série de picos secundários. No varrimento dos valores da frequência do sinal de RF, esta inicia-se com um valor distante da FTIL natural, em modo passivo. Desta forma garante-se que o estudo não se inicia com o laser em modo híbrido.

No decorrer do varrimento, o valor da frequência de RF aproxima-se do valor da frequência do pico de emissão do modo passivo, como indicado pela seta na figura. Quando os dois valores são comparáveis, ambos os picos se fundem, significando que a FTIL se sincroniza com a fonte de RF, situação em que o laser passa a operar em modo híbrido.

Devido ao facto de a modulação causada pela fonte de RF ser equivalente ao tempo de voo da cavidade, os modos longitudinais correspondentes a essa frequência prevalecem sobre

os outros existentes na cavidade. Como a FTIL se encontra sincronizada com a fonte de RF, a estabilidade aumenta em função da estabilidade da fonte, como será mais tarde demonstrado.

6.3.2.3.1. Dependência com a Temperatura

Com o propósito de caracterizar as condições em que é possível operar em modo híbrido, é necessário, também, verificar como é que as outras variáveis de sistema alteram as condições de funcionamento do laser, nomeadamente, variações de temperatura do laser e a potência da fonte RF.

Mais uma vez e devido à enorme quantidade de dados gerados, o processo de aquisição teve que ser automatizado. Em termos do procedimento de medição para o estudo da variação das condições de estabelecimento do modo híbrido a diferentes temperaturas, o processo inicia-se com a regulação de uma temperatura base. É necessário aguardar alguns momentos até que o equilíbrio térmico seja atingido sempre que é feita uma nova regulação de temperatura, sobretudo porque o próprio laser dissipa mais calor quando está em operação, devido à corrente de polarização. Assim que o erro na temperatura esteja abaixo do valor imposto, é iniciada a aquisição do espectro elétrico.

No passo seguinte, o programa adquire um espectro de RF em modo passivo que funcionará como referência. Para cada frequência da fonte de RF é adquirido um espectro do trem de impulsos do laser. No fim de cada varrimento em frequência, é incrementada a corrente do laser e o processo repete-se. Este ciclo de aquisição foi executado para as temperaturas de 10 °C, 15 °C, 20 °C e 25 °C.

Nos gráficos superiores da Figura 88 são mostrados apenas os pontos em que o laser está em modo híbrido, obtidos para uma potência da fonte de RF de +10 dBm. Nos gráficos inferiores representa-se a largura de banda do modo híbrido (referente ao intervalo de frequências para as quais são verificados os requisitos de bloqueamento de modos). As linhas a vermelho representam o resultado da regressão polinomial de 2ª ordem para os extremos do modo híbrido.

Para cada temperatura, observa-se a tendência da frequência central do modo híbrido diminuir com a corrente. Existem duas razões para tal comportamento: o aumento dos portadores de carga e o aumento da temperatura local no elemento de ganho. No laboratório não há ferramentas para distinguir qual a causa predominante do processo observado. É

sabido que o aumento dos portadores implica a variação do índice de refração do meio e consequentemente a diminuição da frequência fundamental da cavidade.

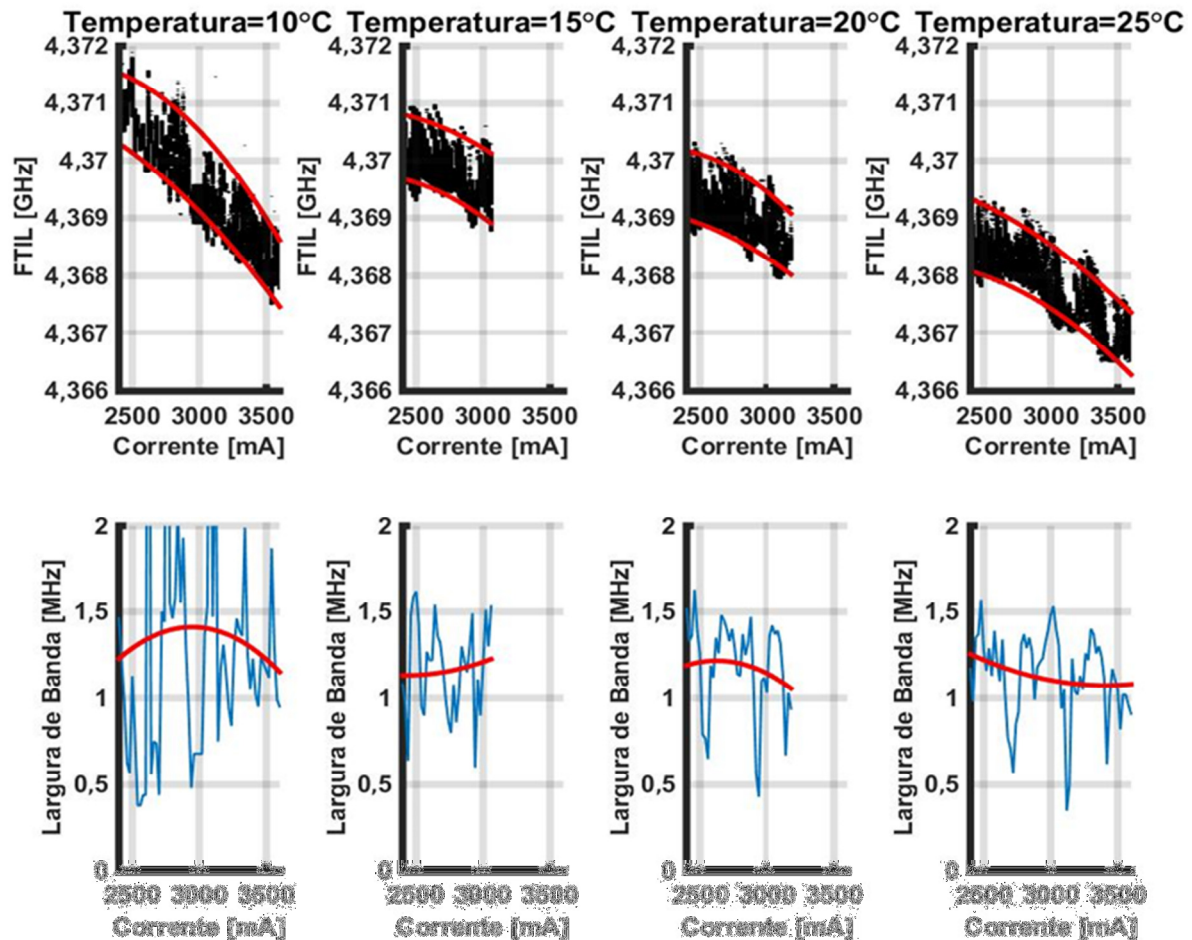


Figura 88 – Evolução do modo híbrido com a temperatura. Os gráficos superiores representam os parâmetros para o laser em modo híbrido, para cada temperatura. Os gráficos inferiores, a largura de banda do modo híbrido.

Por outro lado, pôde verificar-se um aumento de temperatura em termos do dispositivo laser que chega a consumir cerca de 10W de potência elétrica. O calor gerado no dispositivo pode não ser total e eficientemente removido pelo TEC originando um gradiente térmico. Esse aumento de temperatura no elemento de ganho dá origem a um processo de expansão térmica que, consequentemente, diminui a frequência fundamental da cavidade.

Na Figura 88, os gráficos inferiores mostram a largura de banda do modo híbrido para cada corrente. Embora a variação da largura de banda possa ser elevada, de 0,4 MHz até 2 MHz, o seu valor médio é semelhante para todas as temperaturas.

6.3.2.3.2. Dependência com a Potência da Fonte de RF

O estudo seguinte relaciona a potência do sinal de RF e o modo híbrido. O procedimento é semelhante ao estudo anterior com a diferença de a temperatura ser mantida constante em 15 °C e o parâmetro de estudo ser a potência de RF. Na Figura 89 é apresentado

o resultado deste estudo. Os gráficos superiores são homólogos ao estudo anterior, onde as linhas a negro representam as condições em que o laser se encontra em modo híbrido e as curvas vermelhas a regressão polinomial de 2ª ordem para os extremos do modo híbrido. Nos gráficos inferiores é apresentado a largura de banda do modo híbrido, sendo a curva vermelha a regressão dos valores.

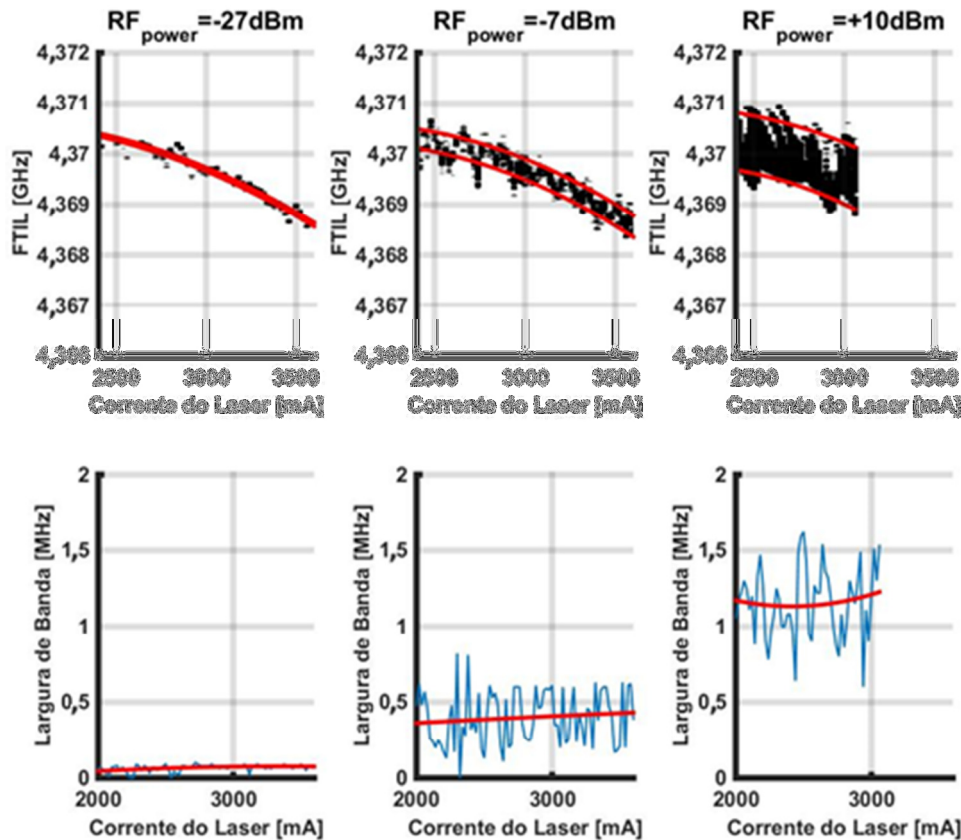


Figura 89 – Evolução do modo híbrido com a potência do sinal de RF. Os gráficos superiores representam, a preto, as condições onde o laser se encontra em modo híbrido e os gráficos inferiores a largura de banda do modo híbrido.

À semelhança do estudo anterior, pelas razões anteriormente apresentadas, verifica-se que a frequência do trem de impulsos do laser diminui com a corrente. A frequência na qual o laser se encontra em modo híbrido é igual para as três experiências, confirmando que o sistema possui repetibilidade. No entanto, verifica-se que a largura de banda do modo híbrido aumenta com a potência do sinal de RF.

Em síntese, neste capítulo mostrou-se o efeito das três variáveis que controlam o laser, a temperatura, a corrente e o sinal de RF. A temperatura e a corrente contribuem para a alteração da frequência do trem de impulsos do laser. As variações são relativamente lentas não permitindo uma estabilização rápida, pelo que o processo de estabilização de frequência através do controlo destas variáveis não se revela útil para a técnica de medida. O mesmo se pôde verificar em relação à potência do sinal de RF, que apenas influencia a largura de banda

em modo híbrido. A única variável útil para processos de estabilização rápida é a frequência da fonte de RF.

6.3.2.4. *Influência da Estabilidade RF sobre o Laser*

Como observado na secção anterior, a injeção do sinal de RF no laser faz com que este fique sincronizado com a fonte de RF. Existindo a questão de saber como é que a estabilidade da fonte de RF influencia a estabilidade da frequência do trem de impulsos do laser, ou melhor, como é que o ruído da fonte de referência é transmitido para o laser. Nesta secção apresenta-se a avaliação experimental da influência da estabilidade das fontes de referência na estabilidade do próprio laser.

Em laboratório existem presentemente diversas fontes com diferentes estabilidades. As fontes são comparadas com uma fonte de Rubídio relativamente ao sinal de 10 MHz de referência. O oscilador de Rubídio é fabricado pela Datum, modelo LPRO, e apresenta uma estabilidade relativa de $4,04 \times 10^{-11}$ ($\sigma_y=1$ s).

O instrumento de análise de estabilidade (*'Allan Deviation'*) é fabricado pela Timing Solution™, modelo TSC 5110A. Este instrumento é capaz de avaliar níveis de estabilidade entre duas frequências até aos 20 MHz. Para frequências mais elevadas, foi desenvolvido um programa que, com o auxílio do frequencímetro de precisão, permite ultrapassar aquele limite. Em virtude do frequencímetro só permitir analisar frequências até 20 GHz, este é o limite da instrumentação de análise. O algoritmo do programa foi descrito anteriormente na secção *'Influência da Corrente sobre a Estabilidade do Laser'*, na página 118.

Os osciladores utilizados neste estudo são: um oscilador controlado por tensão (VCO); um cristal de quartzo simples do frequencímetro da Fluke™ (XO^{XII}); um oscilador controlado por tensão (VCXO) do gerador de RF da Anritsu™ e por fim, um oscilador com temperatura estabilizada (OCXO) do frequencímetro da Agilent™. As suas principais características são:

- O frequencímetro modelo 53230 fabricado pela Agilent™ é o único que possui um oscilador interno de elevada precisão. O seu oscilador interno é do tipo OCXO cuja estabilidade em termos de *'Allan Deviation'* é de 10^{-11} ($\tau=1$ s);
- O gerador de RF possui um oscilador interno do tipo VCXO, do inglês *'Voltage Controlled Crystal Oscillator'*. De acordo com a sua folha técnica, os valores são dados em

^{XII} XO significa, em inglês, *'Crystal Oscillator'*

função do ruído de fase (*'single sideband phase noise'* em inglês). O ruído de fase e *'Allan Deviation'* são medidas de estabilidade do oscilador mas um é adquirido no domínio das frequências e o outro no domínio do tempo, respetivamente. Convertendo a curva de ruído de fase para a curva de *'Allan Deviation'* obtemos a curva de estabilidade do oscilador do gerador de RF, e que para um tempo de integração de 1 s ($\tau = 1\text{s}$) é de $3,10 \times 10^{-9}$;

- O oscilador controlado por tensão (VCO) modelo ZX95-5400+ fabricado pela Mini-Circuits™, permite variar a sua frequência de oscilação entre 4,3 GHz e 5,4 GHz, contudo, por se tratar de um oscilador de baixo custo, não possui nenhuma saída de referência. Assim, não é possível recorrer ao instrumento da Timing Solution™ para o estudo de estabilidade do laser.

O procedimento para a aquisição dos dados de estabilidade foi dividido em duas etapas, pois não existe a possibilidade de analisar os osciladores e o laser no mesmo equipamento. Assim, a primeira parte refere-se à obtenção de curvas de estabilidade dos relógios de referência de 10 MHz. A segunda etapa visa a obtenção de curvas de estabilidade do laser em modo híbrido com a fonte de RF com os diversos relógios de referência de 10 MHz, sendo isso possível porque quando a fonte de RF deteta um sinal de relógio na sua entrada de referência, automaticamente usa esse sinal como referência interna do oscilador.

Na Figura 90 é apresentado o gráfico com todos os dados compilados, para as mesmas condições de temperatura e corrente. Na análise da estabilidade dos osciladores de 10 MHz, as curvas iniciam-se em 10^{-2} s, o mínimo que o aparelho permite, e vão até 10^3 s. Por outro lado, o tempo de integração mínimo que o frequencímetro permite é de 1 μs , o que define o limite mínimo em termos de análise da estabilidade temporal. A desvantagem do uso do frequencímetro é o facto de o programa adquirir 1000 amostras para calcular o valor da estabilidade, o que torna moroso obter valores para tempos de integração maiores. Assim, por questões práticas, a curva de estabilidade termina quando o tempo de integração é de 1 s.

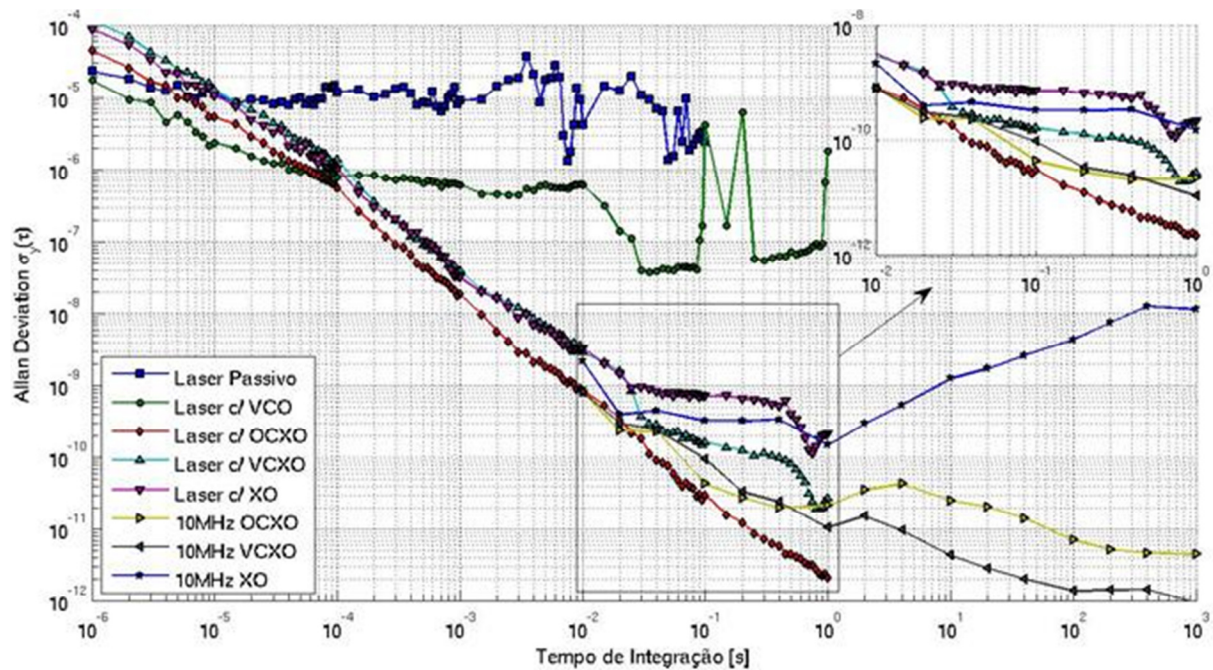


Figura 90 – Compilação de todos os dados de estabilidade do laser com diversos relógios. O gráfico em destaque é a ampliação das curvas de estabilidade entre 10^{-2} e 10^0 .

Como se observa pelo gráfico, a curva azul refere-se ao laser em modo passivo. A estabilidade do laser em modo passivo é de $\approx 10^{-6}$. A fonte de RF testada é o VCO de baixo custo. Como se pode observar, existem melhorias, mas não significativas, quando comparado com as outras fontes.

O resultado deste estudo é apresentado na Figura 91, onde são apresentadas as curvas de estabilidade dos osciladores e da frequência do trem de impulsos do laser, e nas quais o intervalo de integração é igual para ambas. Para melhor comparação, a área entre a curva do oscilador e da frequência é preenchida (colorida) com o objetivo de realçar a diferença entre as duas curvas de estabilidade. Por exemplo, a curva a vermelho refere-se à estabilidade do laser quando a fonte de RF se encontra referenciada ao oscilador OCXO. A curva de estabilidade do OCXO possui a cor verde-azeitona. A diferença entre ambas as curvas possui a cor magenta.

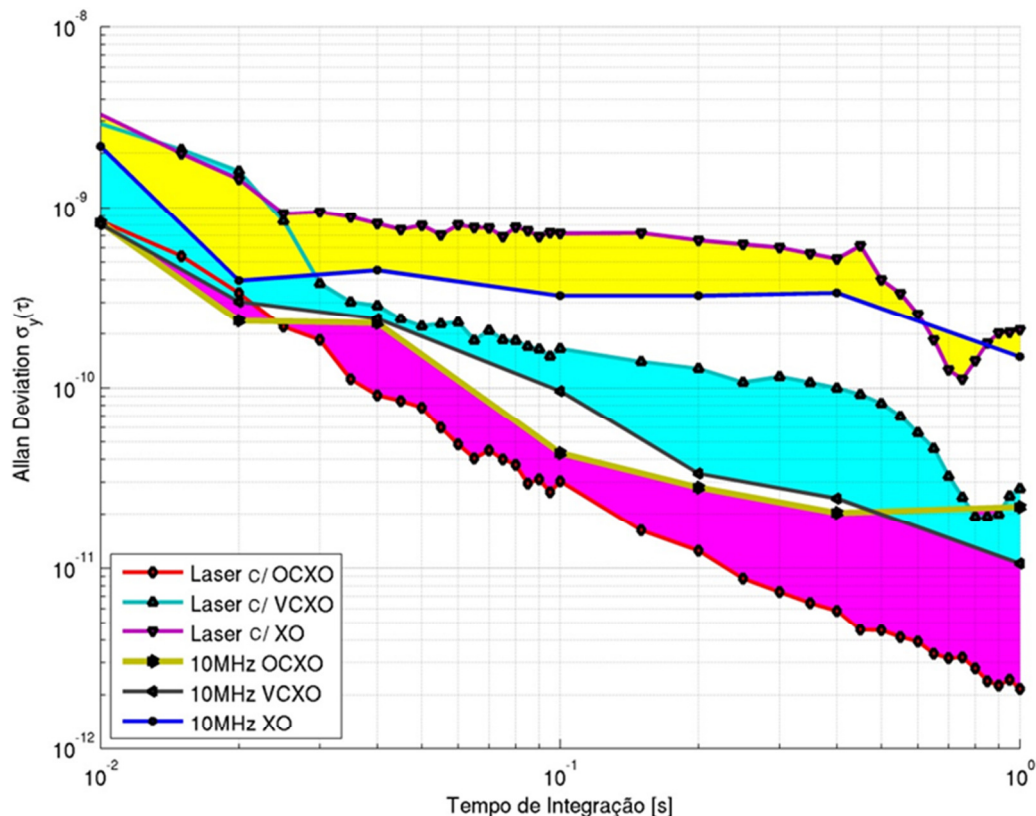


Figura 91 – Comparação das curvas de estabilidade entre o laser e os osciladores de referência. As áreas preenchidas correspondem às diferenças entre as duas.

Os 10 MHz de referência são injetados no gerador de sinal, onde são multiplicados. O sinal de RF de saída passa pela sonda de RF e modula o laser, que é posteriormente analisado pelo frequencímetro de precisão. Embora todas estas etapas entre os 10 MHz de referência e o trem de impulsos do laser introduzam ruído, as duas curvas possuem valores muito semelhantes, como se pode observar. Pode então afirmar-se que a estabilidade do laser se encontra diretamente relacionada com a estabilidade da fonte de referência. Conclusões idênticas podem ser obtidas da análise das curvas para os outros osciladores.

Desta forma provou-se que o laser, quando em modo híbrido, i.e., sincronizado com a fonte externa de RF, possui a mesma estabilidade da fonte de RF. Trata-se de um resultado muito importante porque o laser depende apenas da estabilidade da fonte de RF. Esta conclusão foi publicada na revista ‘Laser Physics Letter’ em 2015 [54].

6.3.2.5. Variação do Comprimento de Onda em Modo Híbrido

Durante a caracterização do laser em termos de RF, observou-se que o comprimento de onda variava linearmente com a frequência da fonte de RF, tal como mostra a Figura 92. O espectro óptico possui três curvas com a forma de ‘top hat’, i.e., um espectro largo com as amplitudes semelhantes, uma refere-se ao espectro óptico do laser em modo passivo e as restantes ao modo híbrido. No início das aquisições, o laser encontra-se em modo passivo

(linha vermelha) mas quando o laser passa a modo híbrido, o espectro sofre um deslocamento (linha azul) e com o aumento da frequência de RF o espectro do laser vai-se deslocando para comprimentos de onda mais elevados (linha preta). Este comportamento foi investigado após a caracterização elétrica.

O procedimento para a aquisição de dados para este estudo consiste em, após a temperatura ficar constante, efetuar um varrimento em RF e registar o espectro óptico do laser. Em termos de montagem experimental não existem alterações a registar em relação à montagem original (página 112). Foi alterado o programa de aquisição do estudo da influência da RF no laser para tornar possível comutar entre aquisições de espectros de RF ou espectros ópticos. O estudo foi efetuado para os mesmos intervalos de operação dos utilizados no processo experimental da secção anterior.

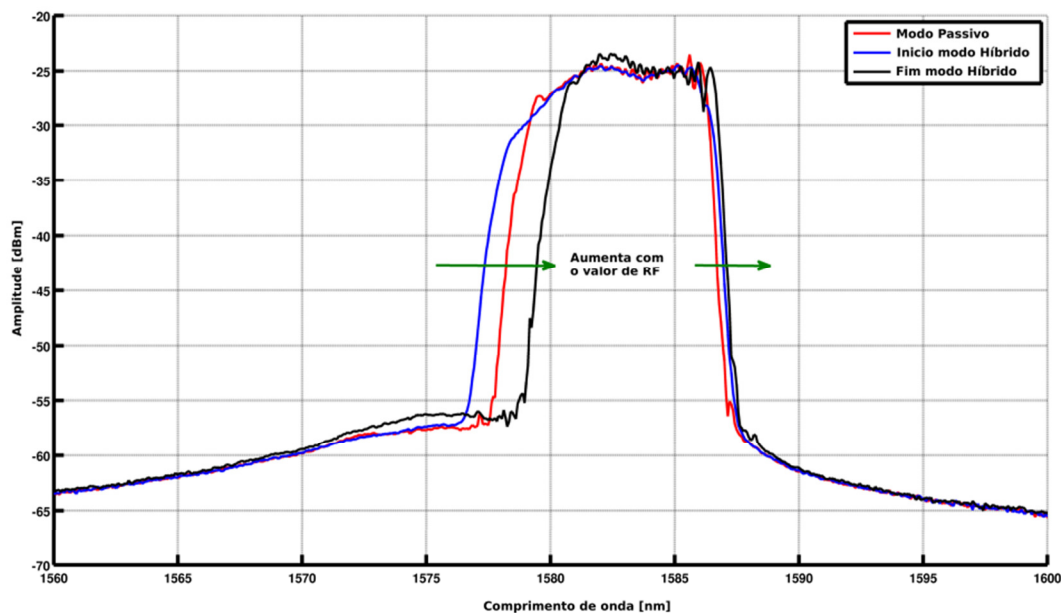


Figura 92 – Comportamento do comprimento de onda em modo híbrido.

Como se trata de um laser de modos bloqueados, o seu espectro óptico não é um pico fino mas sim um espectro largo em que, com certos parâmetros de funcionamento, a largura do espectro pode chegar quase aos 10 nm. Por esse motivo não faz sentido falar no pico central de emissão mas sim na largura de banda de emissão, típico de um espectro do tipo ‘top hat’. A fim de analisar a ação da RF na largura de banda, irá ser verificado o seu efeito no início e no fim do espectro óptico. Na Figura 93 encontramos os gráficos da evolução do início e fim da largura de banda do espectro óptico em função da frequência de RF injetada no laser. Foram adquiridos dados para diversas temperaturas.

Na figura, os triângulos vermelhos simbolizam o intervalo em que o laser se encontra em modo híbrido. Como se pode constatar, no intervalo em modo híbrido, existe uma relação

linear entre a frequência RF e o comprimento de onda. Este fenómeno de relação entre ambos já foi observado por outros autores [91], [92]. Um pormenor que sobressai dos gráficos da Figura 93 é o facto dos declives do início e do fim do modo híbrido serem diferentes, o que é consequência da largura de banda se alterar ao longo do modo híbrido.

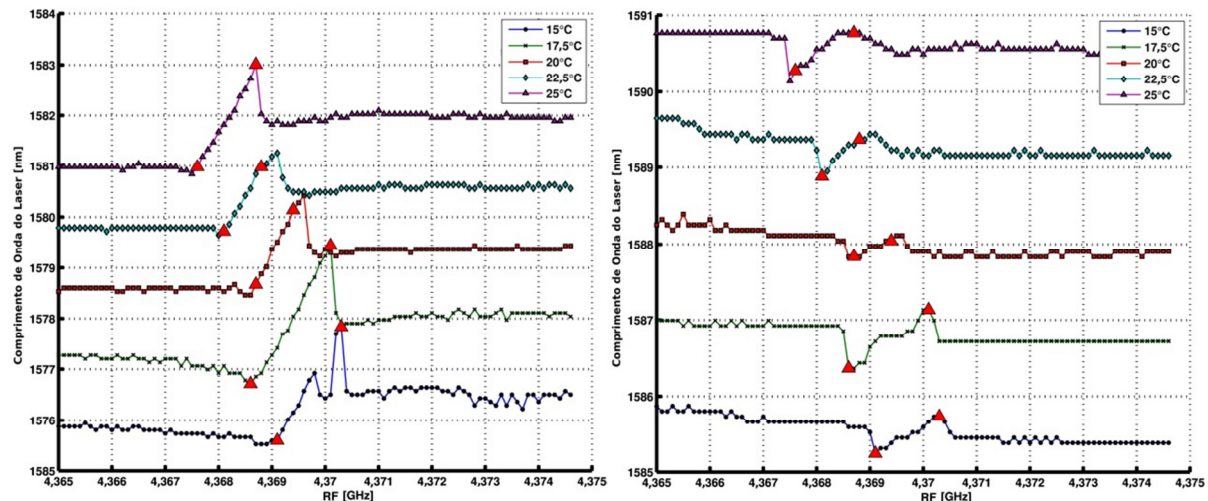


Figura 93 – Comportamento da largura a meia altura do comprimento de onda no início e no fim do espectro óptico, respetivamente, em função da frequência de RF para diversas temperaturas. Os triângulos nos gráficos assinalam a região de funcionamento em modo híbrido.

Em síntese, o comprimento de onda do laser em modo híbrido mostra-se bloqueado ao sinal de RF. O espectro do laser de modos bloqueados, que é do tipo ‘top hat’, apresenta uma relação linear com a frequência do sinal de RF, quando em modo híbrido. Com o aumento da frequência do sinal de RF aumenta também o início e o fim do espectro óptico, mas em diferentes razões. Desta forma, a largura de banda do espectro óptico também possui uma dependência linear com a frequência do sinal de RF.

6.3.2.6. Estabilização por Meio de Realimentação Óptica

Uma outra técnica de estabilização refere-se à realimentação óptica, que consiste em retirar parte da radiação de saída e injetar esse sinal na cavidade laser. A interferência construtiva entre a radiação da cavidade e a injetada, reforça o campo elétrico no interior da cavidade e desta maneira tende a aumentar a estabilidade do laser, como discutido anteriormente.

Para o estudo desta técnica de estabilização foi realizada a montagem que se encontra na Figura 94(a). O espelho de elevada refletividade permite deixar escapar um pouco de radiação da cavidade, que é coletada pela fibra plana que se encontra muito próxima da

cavidade de forma a melhorar o acoplamento óptico. Esta radiação passa por um isolador óptico, para impor direção no anel de realimentação.

O componente seguinte é a unidade de atraso, cuja fotografia se encontra na Figura 94(b) juntamente com a descrição dos componentes. O conceito de funcionamento é simples, porém de difícil alinhamento. A radiação que chega ao colimador de saída é transformada num feixe raios paralelos. Este tem um percurso pelo ar, de distância ajustável, até um colimador de entrada, que o injeta noutra fibra. Cada colimador tem de possuir dois graus de liberdade rotacional, ‘pan & tilt’. Além disso, devem existir no conjunto mais três graus de liberdade translacional. Para esse efeito, o movimento no eixo Y ficou no colimador de saída e os restantes movimentos no colimador de entrada. A mesa de translação no eixo Z possui 100 mm comprimento o que permite efetuar um varrimento, em termos de tempo, entre dois impulsos (4,37 GHz equivale a uma distância de 68,6 mm).

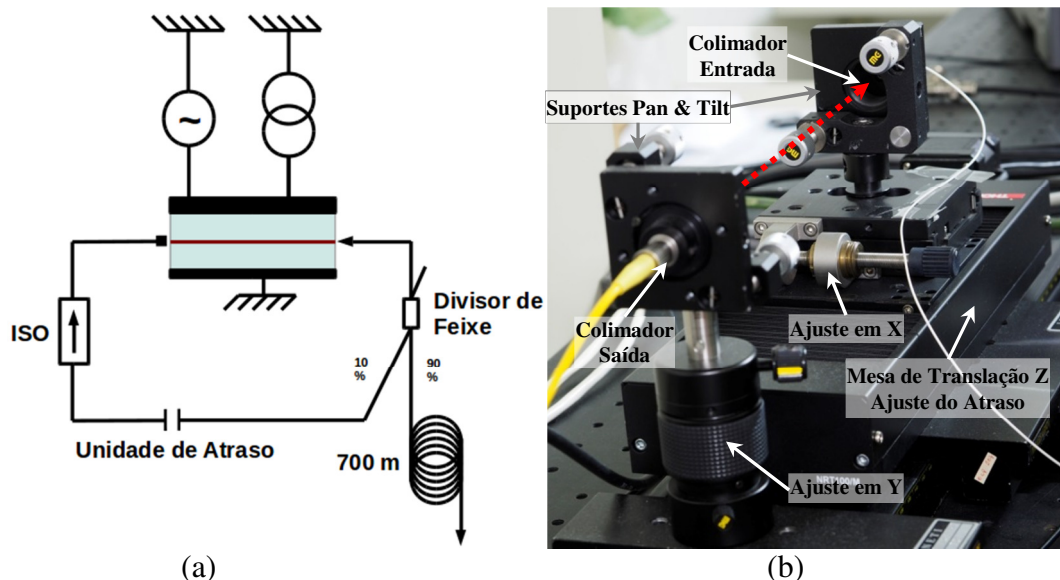


Figura 94 – (a) Esquema de montagem para a estabilização por realimentação óptica. (b) Fotografia da unidade de ajuste do atraso. A mesa de translação X permite ajustar o atraso com que a radiação é injetada na cavidade.

Para a obtenção de dados, foi desenvolvido um programa para automatizar o processo visto ser impraticável fazê-lo manualmente. A função do programa consiste em deslocar a mesa de translação da unidade de atraso e registar o valor da estabilidade do laser. Devido à dificuldade de alinhar os dois colimadores de forma a otimizar o acoplamento óptico entre eles, o processo de aquisição de dados teve de ser faseado de forma a realinhar os colimadores. No início, da sequência, a mesa de translação é colocada na sua posição de origem. O ciclo inicia-se com o alinhamento dos suportes dos colimadores e a mesa desloca-

se 1 cm em passos de 10 μm . E o ciclo repete-se até o motor atingir a extremidade da mesa de translação. A compilação dos dados é apresentada na Figura 95.

O estudo foi realizado com o laser em modo passivo, com o objetivo de se constatar a melhoria da estabilidade. A frequência do tempo de voo da cavidade é de 4,37 GHz, o que resulta num período de 228 ps. Na figura, a linha verde representa esse período significando que após essa posição a injeção é realizada com o equivalente do próximo pico. Como se observa pelo gráfico, não existe nenhuma zona onde se verifique melhoria na estabilidade do laser. Foram experimentadas várias configurações mas nenhuma surtiu efeito.

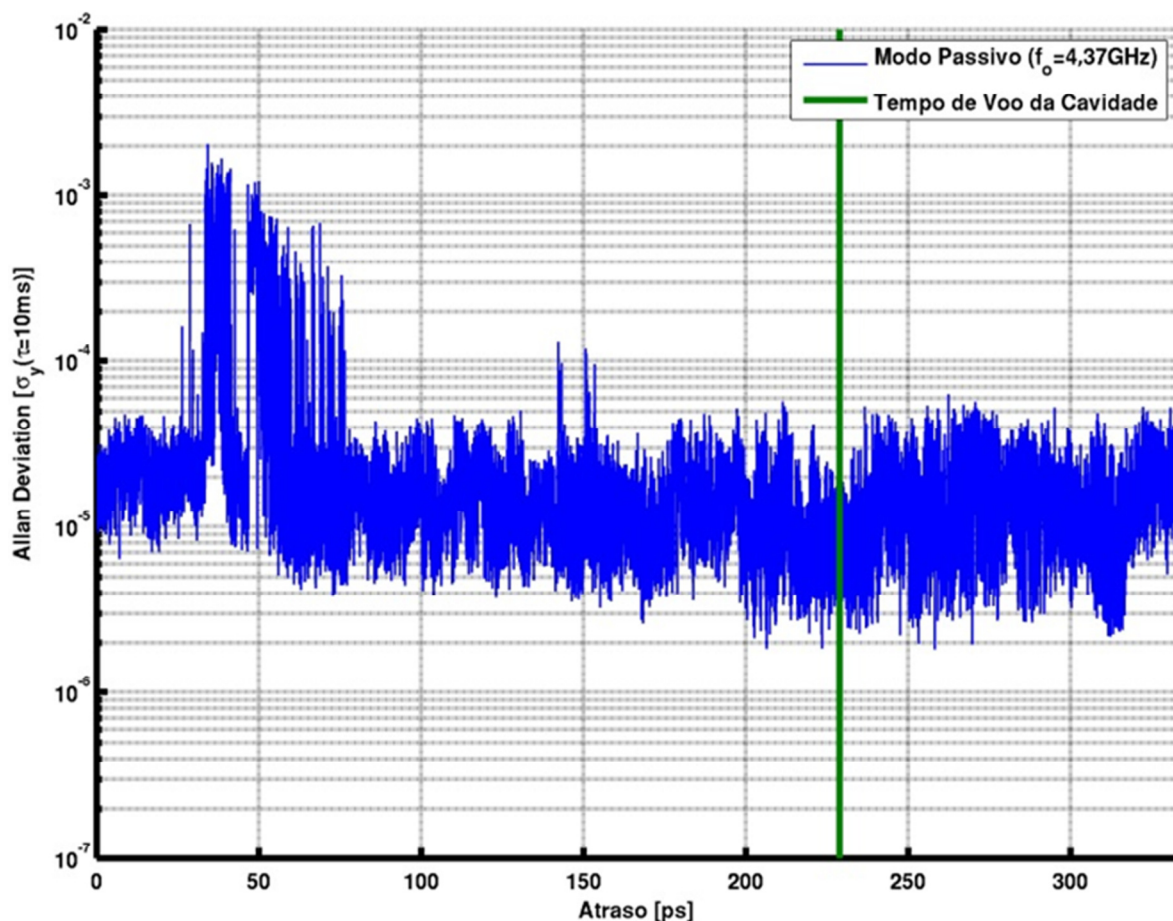


Figura 95 – Evolução da estabilidade do laser em função da realimentação óptica. O tempo de voo da cavidade laser encontra-se assinalado pela linha verde.

Esta técnica de estabilização não funcionou com o laser de secção única e pode estar relacionado com o facto de, na cavidade, as fases dos modos não possuírem um valor nulo. Os modos depois de viajarem pela fibra não possuem um valor de fase idêntico aos da cavidade e ao efetuar a realimentação óptica, ambos, os modos injetados e os da cavidade, não se sincronizam na cavidade óptica. Como desenvolvimento futuro sugere-se o recurso a um controlador de polarização, uma vez que pode anular os efeitos degenerativos da fibra, como

no caso da polarização. Em síntese, a técnica de realimentação óptica, nos presentes moldes, provou ser inadequada para a utilização em lasers de secção única.

6.3.3. Montagem Experimental Visando o Sistema Metrológico

Após a caracterização do laser de secção única, descreve-se agora a preparação do laser de díodo visando a sua implementação no sistema de metrologia de distâncias baseado no varrimento da frequência do trem de impulsos do laser. Sucintamente, esta técnica de metrologia de distância consiste em variar a frequência do trem de impulsos do laser em ordem a medir distâncias. Existem dois modos de operação, o modo I e o modo II, como já referido no capítulo 4. Nesta secção apresenta-se a descrição da montagem experimental atualizada assim como os resultados obtidos com o laser de secção única.

6.3.3.1. Montagem

O projeto da montagem para o laser de secção única foi concebido para otimizar o sistema de metrologia de distâncias. O modo de funcionamento do sistema de metrologia permanece constante embora otimizado. Como o comprimento de onda deste laser difere dos outros lasers que foram estudados, houve a necessidade de adquirir diversos componentes ópticos que fossem compatíveis com o novo comprimento de onda. Consequentemente, toda a montagem experimental foi alterada para satisfazer as necessidades deste trabalho.

Na Figura 96 apresenta-se o esquema da montagem otimizado em relação ao esquema do laser de secção dupla ilustrado na Figura 60 (página 95). A diferença significativa desta montagem face à anterior reside no facto de o braço de medida permitir que os trajetos dos feixes de ida e de volta sejam colineares, o que tem como vantagem ser de fácil alinhamento. Tal é conseguido pela gestão da polarização do feixe. O feixe laser ao entrar na montagem pelo ‘fiber port’ deverá estar polarizado com uma orientação horizontal (0°), que é reimposta/reorientada pelo polarizador de entrada a 0° . Em seguida o feixe passa pelo divisor de feixe não polarizado (BS1). Metade da radiação segue para o braço de referência onde se encontra a mesa de translação necessária para realizar, quer o modo II da medida, quer a autocorrelação.

A outra metade do feixe, a que segue pelo braço de medida, atravessa um divisor de feixe polarizado; contudo, este não afeta o feixe porque o divisor apresenta um comportamento neutro para a polarização horizontal. O componente seguinte no seu trajeto é um ‘Faraday Rotator’. Este componente realiza uma rotação na polarização de cerca de 45° . O impulso realiza duas passagens pelo ‘Faraday Rotator’, uma na ida e outra no retorno,

perfazendo uma rotação de 90° no total. Consequentemente, a polarização passa de horizontal para vertical.

Neste ponto do trajeto é introduzida a fibra óptica para simular um trajeto de longa distância. A fibra deverá ser do tipo ‘panda’, para não interferir com a polarização. Um expensor de feixe faz com que a sua divergência diminua, permitindo que percorra longas distâncias sem que o seu diâmetro aumente significativamente.

Na montagem efetuada existe uma segunda bancada óptica (Figura 97a), mais pequena, onde se encontra o expensor e uma mesa de translação de 100 mm onde é montado um retrorefletor. O objetivo desta montagem é efetuar o estudo de sensibilidade nas medições de distâncias por meio de deslocamentos do retrorefletor, tão pequenos quanto $1\ \mu\text{m}$. Como previsto, o alinhamento não é crítico uma vez que o feixe ocupa quase toda a área do retrorefletor. Esta configuração impõe que o feixe seja refletido perfeitamente na mesma direção. Como possui a mesma direção com sentido oposto, ele é injetado na fibra com o mínimo de perdas.

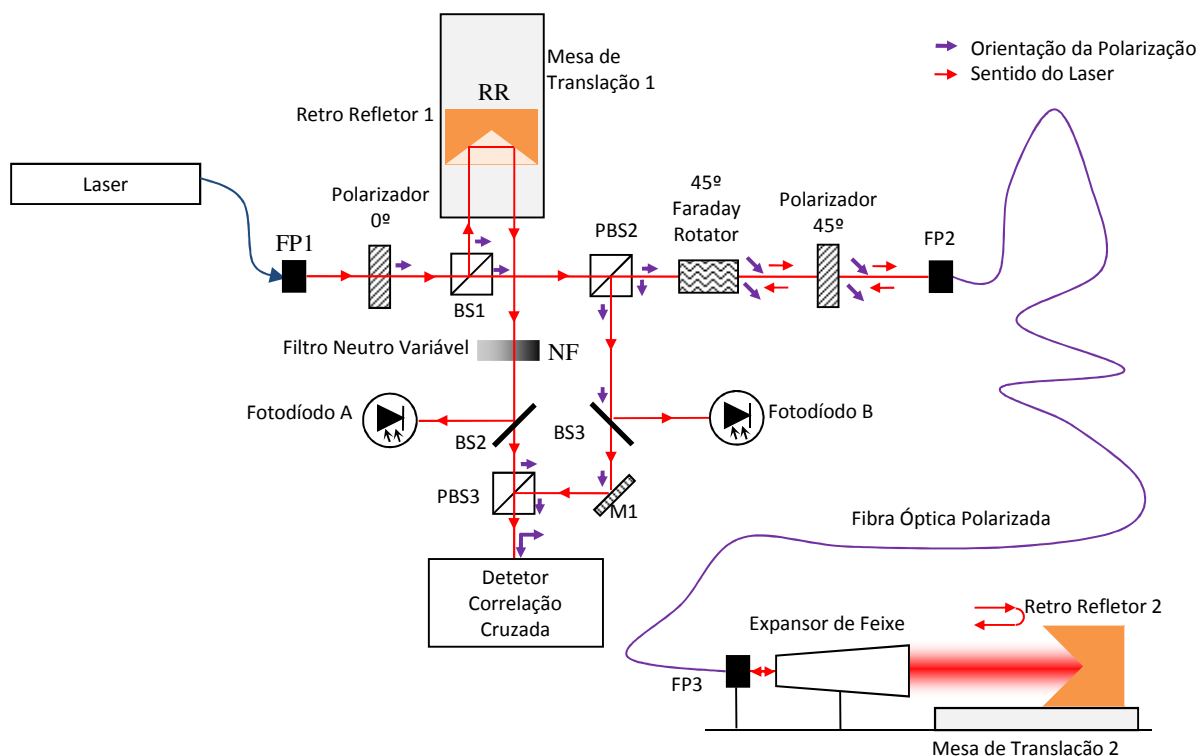


Figura 96 – Montagem experimental com cada braço com polarizações ortogonais.

O feixe de regresso, volta a atravessar o ‘Faraday Rotator’ que realiza outra rotação a 45° . Assim, a sua polarização passa a ser ortogonal à do feixe no trajeto de ida, i.e., vertical. O divisor de feixe polarizado (PBS2) separa o feixe de ida do de retorno. Os feixes provenientes do braço de referência e do braço de medida são recombinados no divisor de

feixe polarizado (PBS3), em virtude de ambos possuírem polarizações ortogonais. Como quer o espelho (M1), quer o divisor de feixe polarizador, possuem suportes com ajuste ‘pan & tilt’, i.e., dois graus de liberdade rotacional, os feixes são colocados em trajetórias colineares.

Em virtude dos feixes serem colineares e com polarizações ortogonais, existe a possibilidade de utilizar qualquer um dos três tipos de detetores de correlação cruzado, a saber: um de absorção de dois fótons (TPA); um de geração da 2ª harmónica (SHG) e outro de grau de polarização (DOP). No entanto, para este comprimento de onda (1550 nm) só se encontra disponível, no laboratório, a opção da geração da 2ª harmónica. O cristal utilizado é do tipo II, i.e., as polarizações de entrada são ortogonais, embora por norma seja menos eficiente que o cristal de tipo I, apresenta como vantagem o facto de o feixe não perder energia pelos divisores nesta montagem. Devido ao comprimento de onda fundamental, a sua 2ª harmónica possui o valor de 775 nm. Estes comprimentos de ondas, o fundamental e o da 2ª harmónica, são apropriados para o uso de um fotodíodo de silício uma vez que este não é sensível à onda fundamental não sendo, portanto, necessário aplicar qualquer tipo filtro para separar ambos.

Embora a montagem original tenha um polarizador na entrada para garantir que a polarização de entrada seja horizontal, optou-se pelo uso de um controlador de polarização. A principal razão deve-se ao facto de as fibras polarizadas disponíveis no laboratório não serem do tipo que mantêm a polarização, e consequentemente, não há garantia de que a polarização de entrada seja linear. Com o controlador, é possível transformar qualquer polarização, assegurando que a polarização de entrada seja horizontal, sem perda de energia.

No sistema de metrologia foi levado em conta a necessidade de se realizarem medições de autocorrelação. Com este intuito, pode ser colocado um espelho, com os dois graus de liberdade rotacionais necessários para proceder ao alinhamento, antes do feixe entrar no ‘fiberport’. No entanto, a posição da mesa de translação na bancada óptica tem de ser tal que, temporalmente, o pico de referência efetue um varrimento sobre o pico do braço de medida. Assim, a sua posição foi calculada tendo em conta os índices de refração dos componentes e os caminhos ópticos dos feixes.

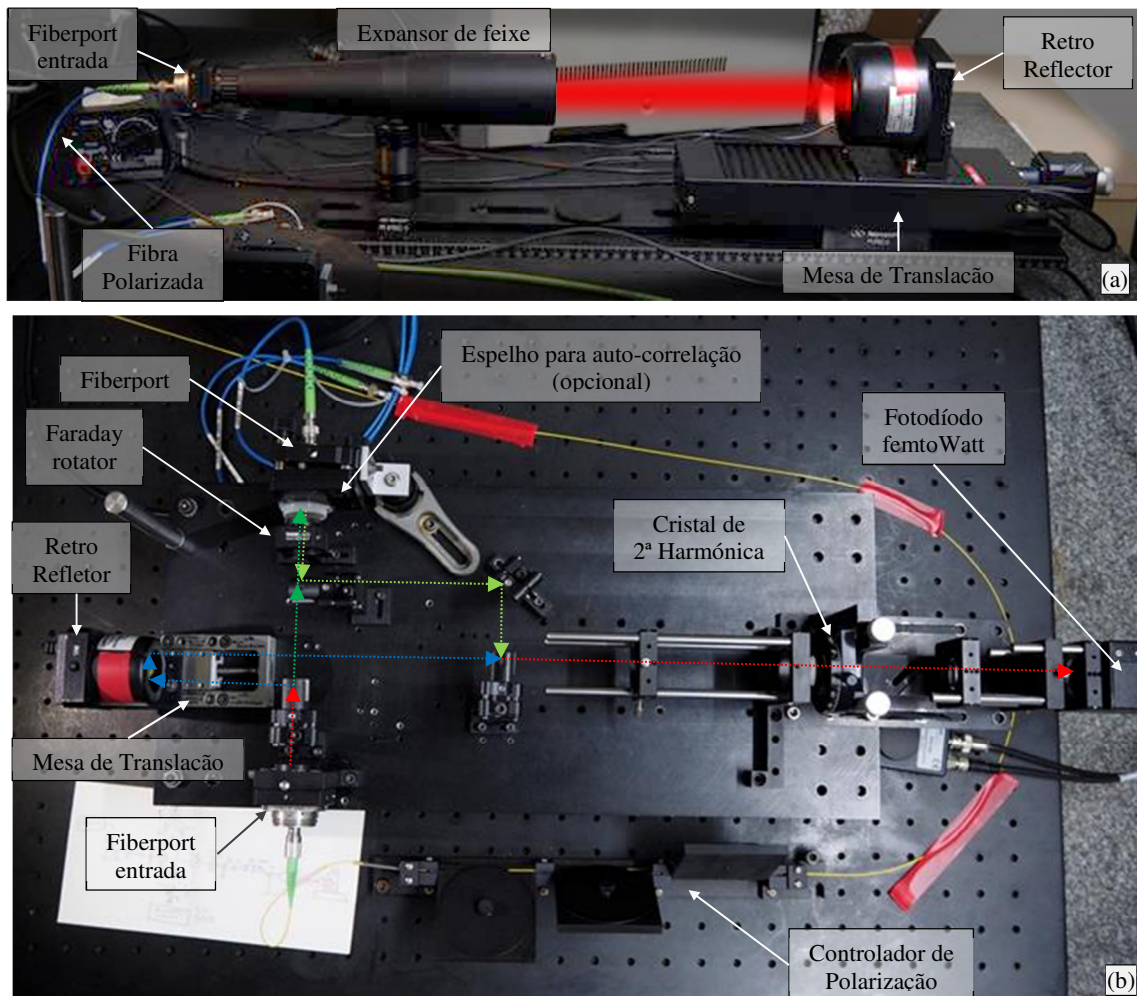


Figura 97 – Descrição da montagem experimental do sistema de metrologia de distâncias. (a) Montagem do expansor de feixe com o retrorrefletor (a cor do feixe é fictícia). (b) Montagem do sistema de metrologia de distâncias.

6.3.3.2. Autocorrelação

A autocorrelação é uma importante medida no estudo dos lasers de modos bloqueados uma vez que a largura do impulso traduz a quantidade de modos que estão bloqueados. Com a nova montagem, e com o novo cristal para este comprimento de onda, foi possível efetuar medidas de autocorrelação.

Na Figura 98 é apresentado o gráfico de autocorrelação obtido com a montagem descrita na secção anterior. No topo da figura são apresentados os dados de correlação expectáveis para este laser, sendo a curva a vermelho o ajuste à curva experimental. O melhor ajuste levou em consideração dois picos gaussianos. A presença de dois picos pode ser indicadora de que o impulso laser possua um pouco de ‘chirp’. A largura de impulso do pico mais largo é de 4,51 ps e a do pico mais estreito, referente à zona de interferência dos dois

picos ortogonais, é de 1,08 ps. O valor do pico mais largo está em concordância com os valores fornecidos pelo fabricante.

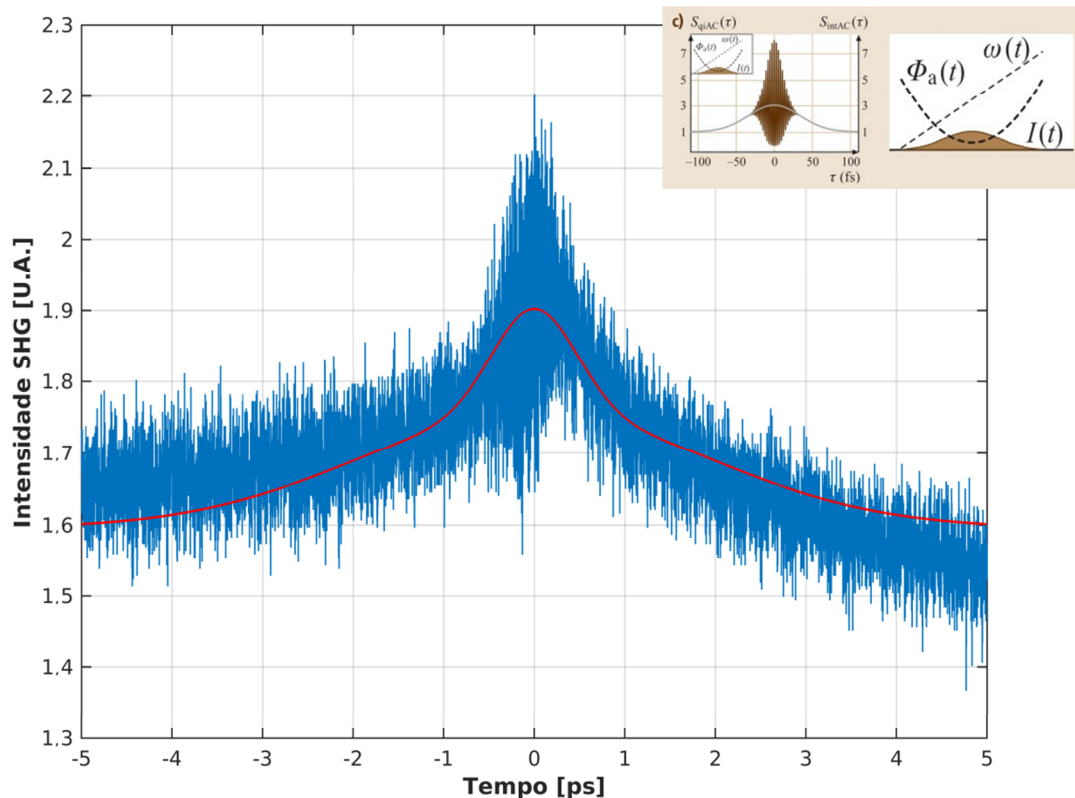


Figura 98 – Resultado da autocorrelação do laser de secção única. A curva a vermelho corresponde ao ajuste dos dados experimentais baseados nos dados de correlação apresentados nas figuras do topo

6.3.3.3. Variação da Frequência do Trem de Impulsos

A variação da frequência do trem de impulsos do laser com elevada estabilidade é um dos aspetos mais importantes referentes à técnica de medida. É este parâmetro que possibilita a utilização do laser no sistema de metrologia de longas distâncias absolutas com elevado rigor. O programa desenvolvido em LabVIEW™ gera um padrão sinusoidal ou quadrado de frequências e é suposto a FTIL do laser seguir esse padrão com elevada estabilidade. Na Figura 99 é apresentada a página de rosto desse programa.

Existem vários separadores que permitem escolher e/ou configurar a montagem/laser, e o que está visualizado na figura corresponde ao frequencímetro. Nesta experiência salienta-se o facto de o tempo de integração do frequencímetro ser de 10 ms e de a estabilidade do laser ser de $3,5 \times 10^{-10}$, conforme é realçado na figura.

Até ao instante de 6,5 s (650 amostras x 10 ms) o programa gera um padrão quadrado, com os valores de pico 4,3694 GHz e 4,3696 GHz; ou seja, uma amplitude de 200 kHz. Este

padrão é ideal para o modo II do sistema metrológico de distâncias absolutas, onde é necessário que a frequência dos impulsos laser esteja a variar entre dois valores fixos.

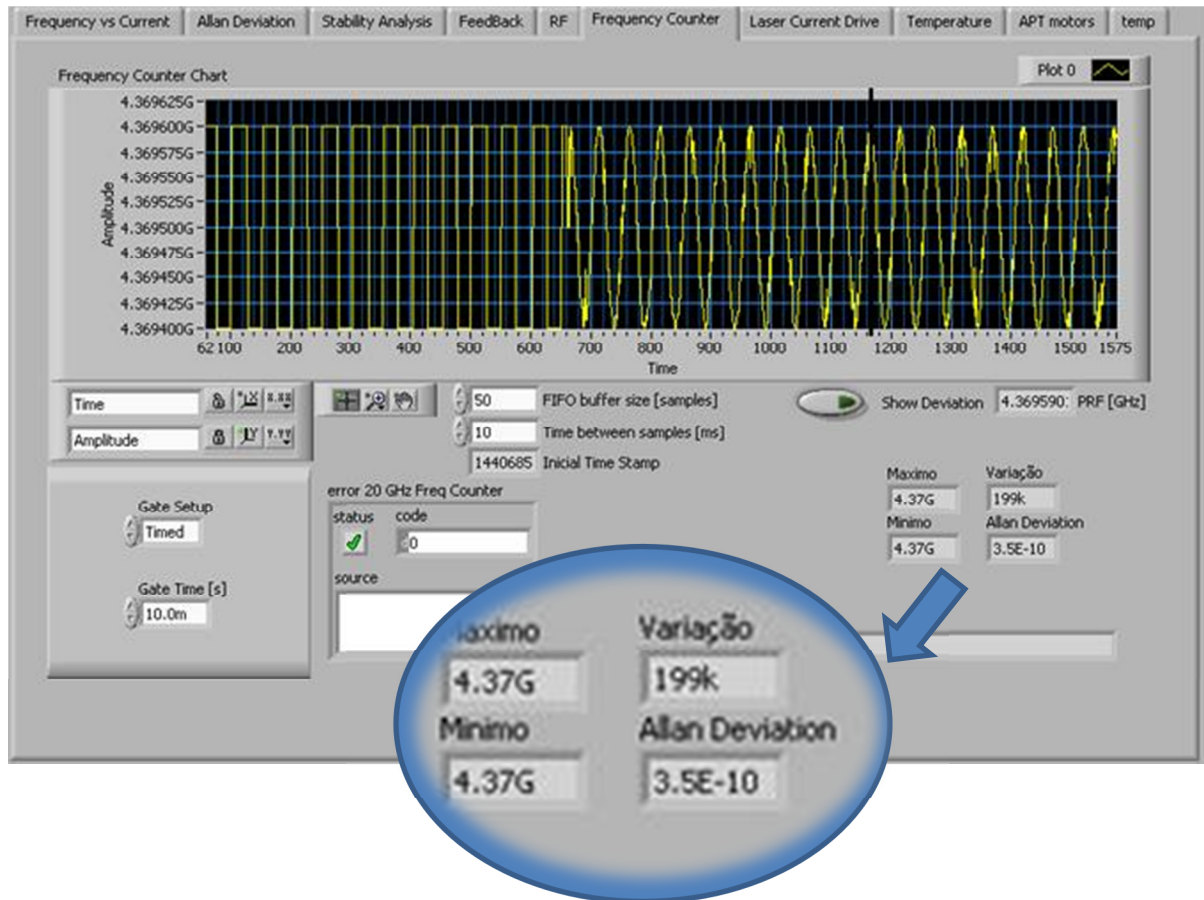


Figura 99 – Imagem do programa de controlo da frequência dos impulsos laser. O laser segue a forma de onda com uma estabilidade de $3,5 \times 10^{-10}$. Até aos 6,5 s (650 na escala) a forma de onda solicitada é quadrada, ideal para o modo II. Depois, a forma de onda requerida é sinusoidal, para o modo I.

Após o instante 6,5 s, o programa gera um padrão sinusoidal com os mesmos parâmetros que os do padrão quadrado, salientando-se que o valor da estabilidade do laser é de $3,5 \times 10^{-10}$. Este valor é bastante importante porque permite realizar medidas em modo I com a estabilidade requerida para a obtenção de um erro inferior a 100 μm para uma distância de 300 m. Na Figura 100 é apresentada uma fotografia do analisador de espectros RF. Este equipamento, Tektronix MDO4104B-6, possui uma banda de 6 GHz. Embora não tenha sido possível a obtenção dos dados conforme se encontra visível na fotografia, existem alguns pontos de nota. Primariamente, o espectro de RF encontra-se na metade inferior do ecrã e a sua evolução no tempo é apresentada na metade superior.

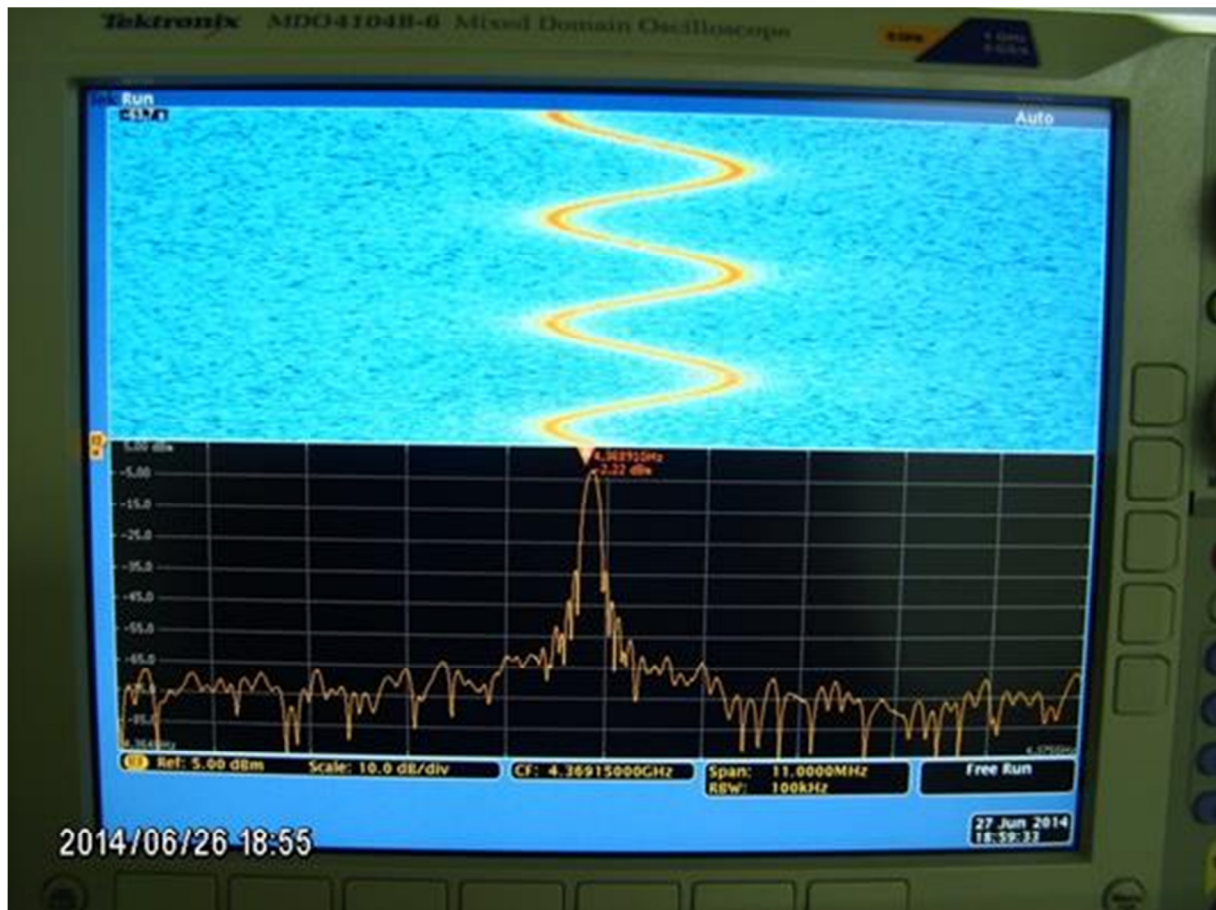


Figura 100 – Fotografia do analisador de espectro RF, em que na metade inferior do ecrã é visualizado o espectro RF. Na metade superior do ecrã é apresentada a evolução do espectro ao longo do tempo, onde a amplitude do espectro é codificada num padrão de cores. Nesta secção observa-se claramente o padrão sinusoidal exigido pelo programa.

É de salientar que, o laser precisa de se encontrar em modo híbrido para seguir o padrão pretendido. E realçando a importância da estabilidade, o laser encontra-se nessa situação, e é por isso que a sua estabilidade é de $3,5 \times 10^{-10}$. Este resultado é de extrema importância para o sistema de metrologia. Complementarmente, este resultado é uma inovação em relação aos sistemas tradicionais de estabilização, onde se conseguem elevadas estabilidades mas falta-lhes a possibilidade de seguirem uma modulação definida. Nesta técnica de estabilização demonstra-se que os lasers semicondutores de modos bloqueados são capazes de seguir o padrão gerado, mantendo a elevada estabilidade requerida.

6.4. Conclusões dos Resultados de Estabilização

Após a série de estudos de caracterização do laser de modos bloqueados de secção única, as principais conclusões são:

- A frequência do trem de impulsos do laser diminui com o ganho do laser (corrente), para temperatura constante do bloco de cobre.
- Para uma temperatura constante, a estabilidade na frequência do trem de impulsos do laser aumenta com a corrente. No entanto, estabiliza nos $\approx 10^{-6}$ para correntes superiores a 2800 mA.
- O laser permite estabilização em modo híbrido, destacando-se:
 - A temperatura provoca uma variação negativa na frequência do trem de impulsos do laser, i.e., com o aumento da temperatura o valor da FTIL diminui. No entanto não influencia o intervalo de funcionamento RF do modo híbrido.
 - A potência do sinal RF influencia a largura de banda de funcionamento do modo híbrido. Existe uma relação de proporcionalidade entre ambas para o intervalo de potências estudadas.

A realimentação óptica não resulta em melhorias na estabilidade deste laser. A ausência de resultados positivos nesta técnica de estabilização resultará do facto de os modos da cavidade possuírem fases com uma distribuição quadrática.

7. Aplicação do Laser de Modos Bloqueados ao Sistema de Varrimento da Frequência dos Impulsos

O estudo dos lasers de semicondutores de modos bloqueados apresentado até agora teve como objetivo avaliar a sua possibilidade/viabilidade em metrologia de distância no Espaço. A técnica de metrologia que mais se ajusta a este tipo de lasers é a baseada no varrimento da frequência do trem de impulsos do laser. O esquema básico da técnica encontra-se ilustrado na Figura 101. Como referido, o sistema de metrologia possui dois braços, um de medida e um de referência. A sobreposição dos impulsos laser é avaliada pelo detetor de correlação cruzada. Existem dois modos de operação, o modo I e o modo II, já referidos no capítulo 4.

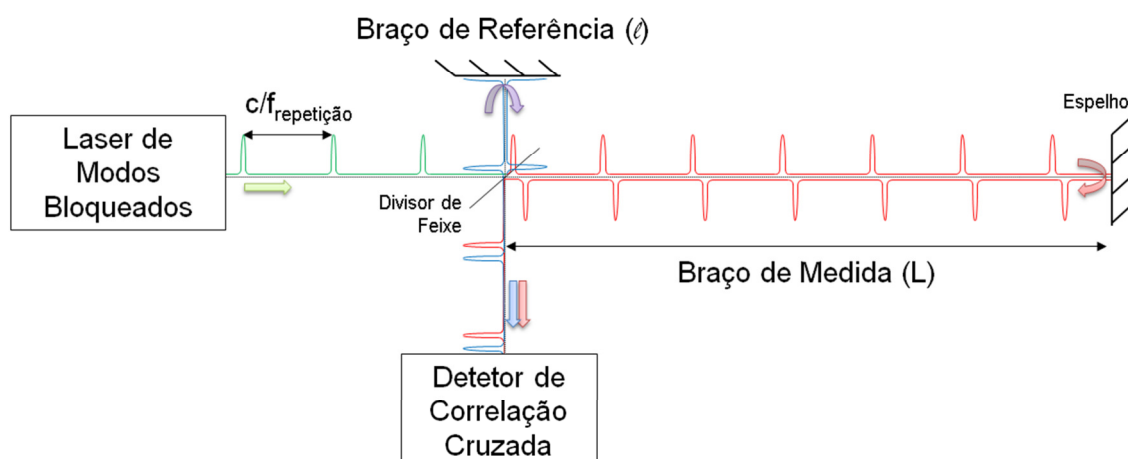


Figura 101 – Esquema do sistema de metrologia

Dos três lasers estudados, somente o laser de secção dupla produziu resultados em termos de medições de distâncias. O primeiro laser, o VECSEL, devido ao seu curto tempo de vida nem sequer possibilitou quaisquer ensaios. O laser de secção dupla produziu resultados que serão apresentados neste capítulo. O último laser a ser estudado, o laser de secção única, devido à incompatibilidade com a fibra que simula as longas distâncias, também não permitiu aquisição de medidas de distância, mas foi possível, extrapolar os resultados obtidos com este laser para a avaliação da sua capacidade de integrar o sistema de metrologia proposto. Na secção seguinte será apresentado o trabalho desenvolvido com o laser de secção dupla.

7.1.1. Montagem

Nesta secção será descrita, resumidamente, a montagem experimental uma vez que já foi descrita em pormenor no capítulo ‘Montagem Experimental’ (6.2.2.2), página 91. Como complemento, a Figura 102 apresenta uma fotografia geral da montagem com a descrição dos

componentes e, no canto inferior esquerdo, uma fotografia da montagem com o caminho óptico ilustrado pelas setas vermelhas. Na figura, o detetor de correlação cruzada é o sensor baseado na geração da segunda harmónica com um fotodíodo com sensibilidade de femto Watt. Este fotodíodo é fabricado pela Thorlabs™, modelo PDF10A. Segundo o fabricante, devido ao seu elevado ganho ($0,6 \times 10^{12}$ V/W) e reduzido ruído ($1,4$ fW/ $\sqrt{\text{Hz}}$) pode substituir foto-multiplicadores, fotodíodos de avalanche e fotodíodos de germânio arrefecidos por azoto líquido. A intensidade de saturação contínua é de 16 pW, demonstrando ser o fotodíodo ideal para detetar os fracos sinais da segunda harmónica.

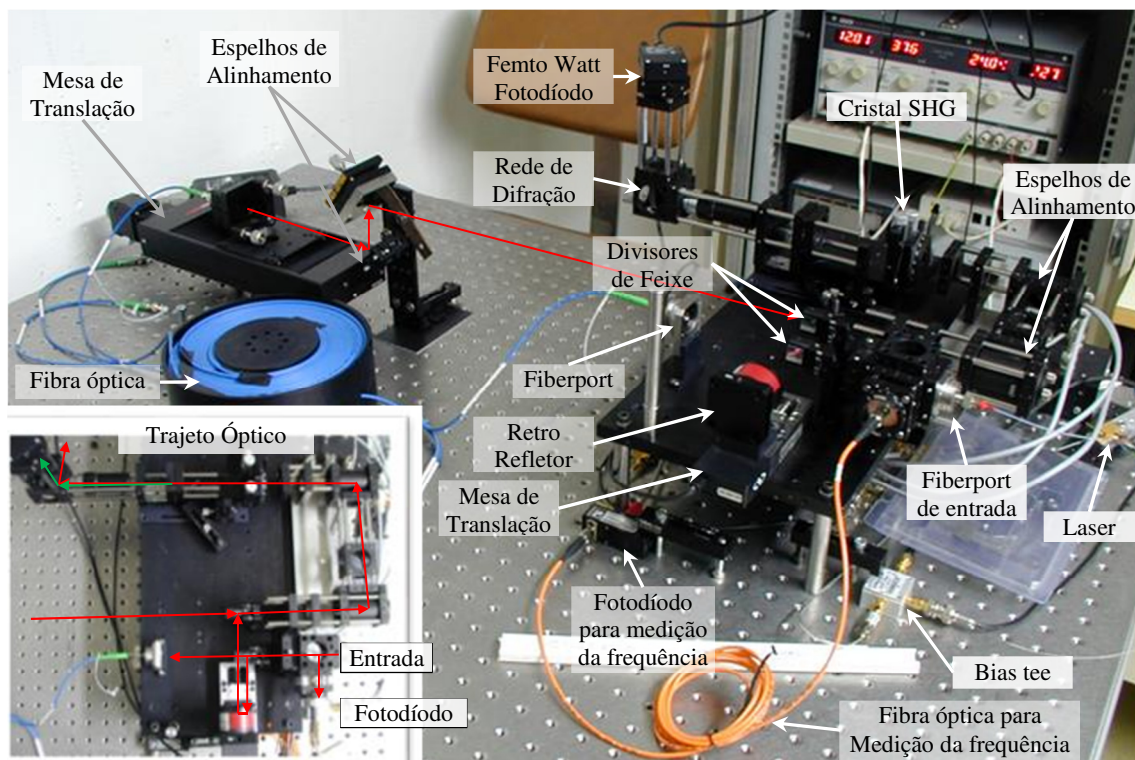


Figura 102 – Fotografia da montagem experimental usada para obter medidas de distâncias com o laser de dupla secção. As setas vermelhas indicam o trajeto óptico.

7.1.2. Modo I

No primeiro modo de operação, é efetuado um varrimento da frequência do trem de impulsos. A distância é aferida pela diferença de frequência entre os picos de correlação cruzada (Equação 10). Na Figura 103 é apresentada uma medida realizada em modo I. Na ocasião em que estas medições foram realizadas, não estavam implementados mecanismos de estabilização do laser e a mesa de translação no braço de medida ainda não havia sido montada, pelo que os ensaios deste modo só puderam ser realizados com o laser em modo passivo, com uma estabilidade de 10^{-6} .

O comprimento total do braço de medida, L , é composto por duas componentes, o percurso óptico na fibra mais o percurso óptico no ar, sendo o valor de ambos estimados. A

fibra possui 70 m segundo indicação do fabricante, o que resulta num percurso óptico ($n=1,4475$ @1240 nm) de 101,325 m. O percurso óptico no ar possui alguns centímetros.

Como se observa pela figura, a frequência do trem de impulsos do laser está no eixo das abscissas e no eixo das ordenadas o valor da intensidade do detetor de correlação cruzada. A linha vermelha representa o ajuste de duas gaussianas aos dados experimentais. Os valores dos picos para as duas gaussianas foram 4,949 GHz e 4,946 GHz, sendo a diferença entre os dois picos de 2,956 MHz. O resultado da aplicação da Equação 10 à diferença de frequências resulta num comprimento para o braço de medida, $L/2$, de 50,707 m, i.e., $L=101,413$ m. Este valor está em conformidade com o valor expectável.

Um pormenor importante verifica-se com a indeterminação do comprimento de referência, i.e., é impossível determinar o seu valor com rigor na ordem dos micrómetros ou poucos milímetros devido aos ajustes necessários no alinhamento. Uma forma de contrariar esta desvantagem é realizar uma calibração. Desta forma, por assim dizer, é imposto um comprimento finito ao braço de referência.

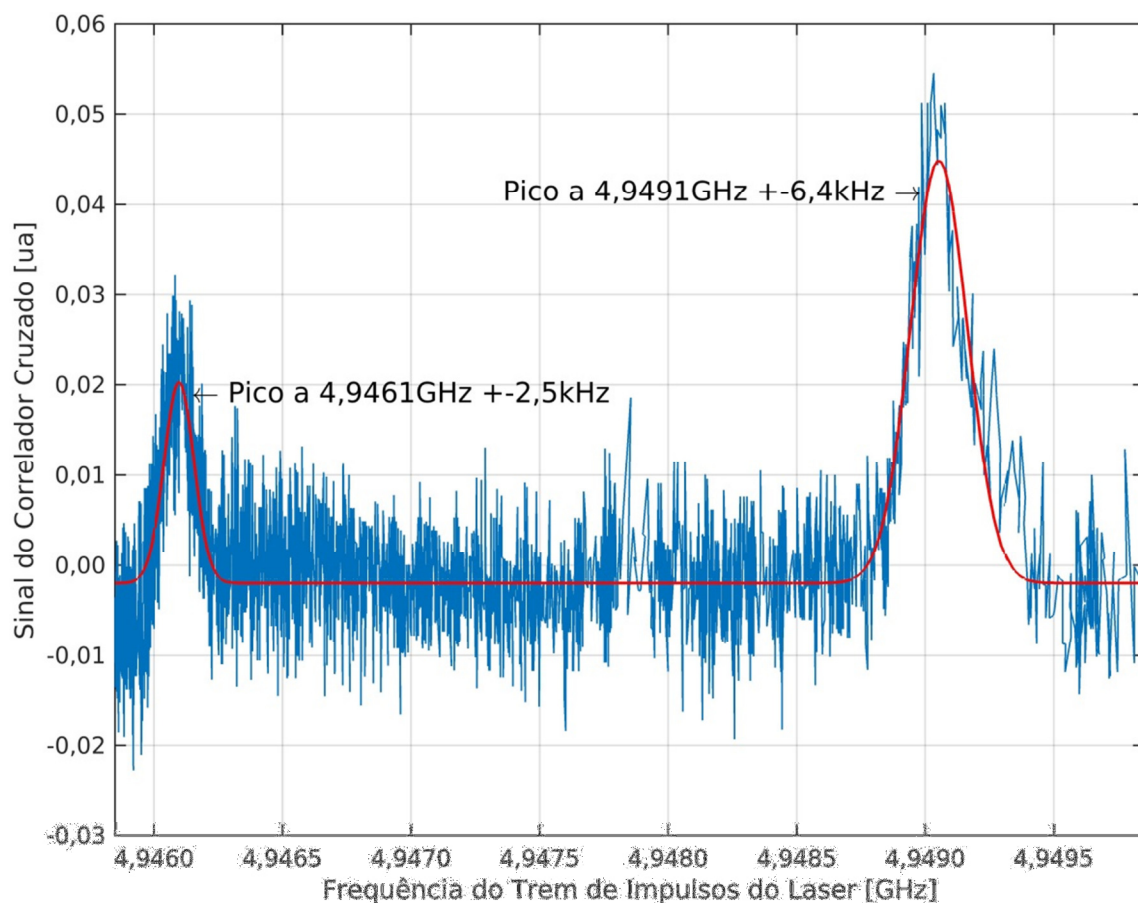


Figura 103 – Espectro típico para modo I (linha azul). A linha vermelha corresponde ao ajuste dos dados experimentais a duas gaussianas. Resultado obtido para o laser em modo passivo (estabilidade $\approx 10^{-6}$). Utilizando as expressões do modo I, obtemos o valor de 50,707 m para o comprimento do braço de medida, com um erro de 150 mm.

7.1.3. Modo II

No segundo modo da técnica de metrologia baseada no varrimento da frequência do trem de impulso do laser, é necessário efetuar translações no braço de referência; ao contrário do modo I em que o braço de referência fica imóvel. Para determinar o comprimento do braço de medida, é necessário realizar dois varrimentos do braço de referência com duas frequências distintas. Em cada varrimento é registrado o comprimento do braço de referência onde ocorreu a sobreposição dos impulsos, i.e., onde o detetor de correlação cruzada apresentou o máximo.

Um resultado típico é apresentado na Figura 104, utilizando a montagem da Figura 59 (página 94). Nesta experiência foi utilizada a fibra de 15 m ($n=1,4475$ @1240 nm), o que corresponde a um percurso óptico de 21,7125 m. As curvas correspondem aos dois varrimentos da mesa de translação, em que as cores correspondem a frequências distintas de FTIL, de 4,9480 GHz, a vermelho, e de 4,9465 GHz, a azul, onde a posição dos picos ocorrem em 1,238 mm e 4,599 mm, respetivamente. No entanto, a posição da mesa de translação não corresponde ao total do comprimento do braço de referência. A relação geométrica entre o comprimento de braço de referência e a posição da mesa de translação é dada pela seguinte expressão:

$$l = 210 - 2 * posição \quad [\text{mm}] \quad \text{Equação 53}$$

sendo as suas unidades dadas em milímetros. Aplicando os valores obtidos na Equação 15 obtemos um valor para o percurso óptico de 22,372 m. Este valor está de acordo com o expectável uma vez que a fibra foi medida pelo fabricante e que, além do comprimento da fibra, ainda existe o percurso óptico no ar.

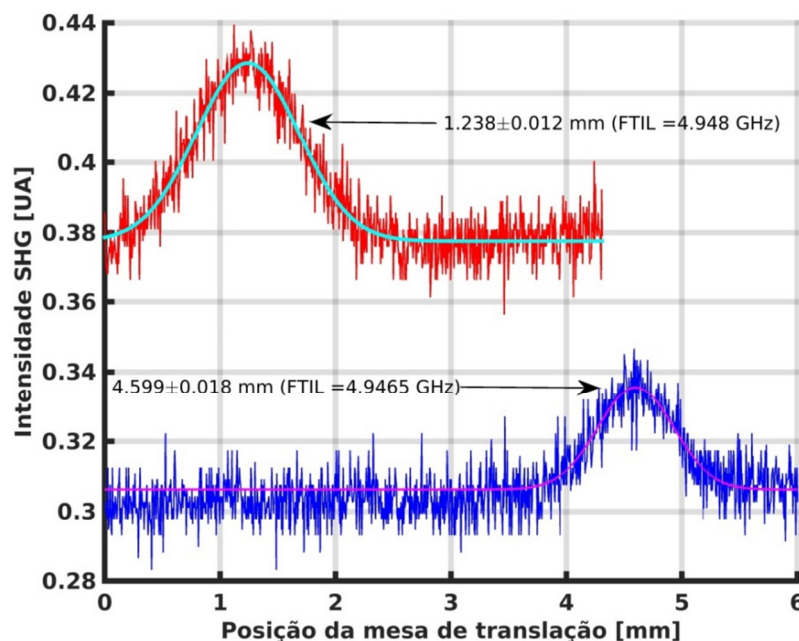


Figura 104 – Curvas típicas obtidas para o Modo II. Cada cor representa uma frequência dos impulsos laser.

Embora a montagem anterior permita validar a técnica de metrologia, não permite no entanto verificar a sensibilidade do sistema de metrologia a pequenas deslocamentos. Com esse objetivo, a *montagem foi alterada* para integrar uma mesa de translação no braço de medida, como mostra a Figura 60 (Página 95). Foi utilizado o detetor baseado no grau de polarização, por ser mais sensível do que os outros.

Para estudar a sensibilidade do sistema de metrologia, o braço de medida efetua pequenos deslocamentos e o sistema de metrologia calcula o valor medido. Neste ensaio, foi utilizada a fibra de 1,5 m, o que corresponde a um percurso óptico de 2,1713 m e o braço de medida efetua deslocamentos no valor de 50 μm cada. Foram efetuados 11 deslocamentos, adquirindo-se em que cada um deles uma série de 6 medidas de distância. Os cálculos são efetuados em Matlab™.

A Figura 105(a) apresenta os gráficos de aquisição, somente da primeira e da última série de deslocamentos. Nesses gráficos são exibidas, em simultâneo, as curvas de ajuste. É de salientar que no último deslocamento, a aquisição do pico de correlação não é completo, existindo pouco mais de metade do pico. No entanto, o ajuste dos dados a uma curva gaussiana é robusto o suficiente para determinar a sua posição com erro análogo ao das anteriores medidas. O máximo valor de intensidade (DOP) é cerca de 35% indicando problemas no alinhamento e/ou potências diferentes nos diferentes braços.

Na Figura 105(b) são apresentados todos os 132 picos de correlação obtidos, juntamente com a FTIL correspondente. A Figura 105(c) apresenta a média das seis medidas por deslocamento, juntamente com as respectivas barras de erro. Por o laser se encontrar estabilizado o erro é baixo, fazendo com que as barras aparentam ser linhas sobre os pontos. Na Figura 105(d) é apresentado o gráfico dos valores medidos sobre os valores expectáveis. Os valores medidos possuem, em média, um erro de 12 μm . Este valor não possui a componente de erro referente ao comprimento do braço de medida, carecendo de calibração.

Este ensaio validou o conceito de medida baseado na variação da frequência do trem de impulsos do laser. Como esperado, a variação do comprimento do braço de referência, para duas frequências distintas, resulta na obtenção do comprimento do braço de medida.

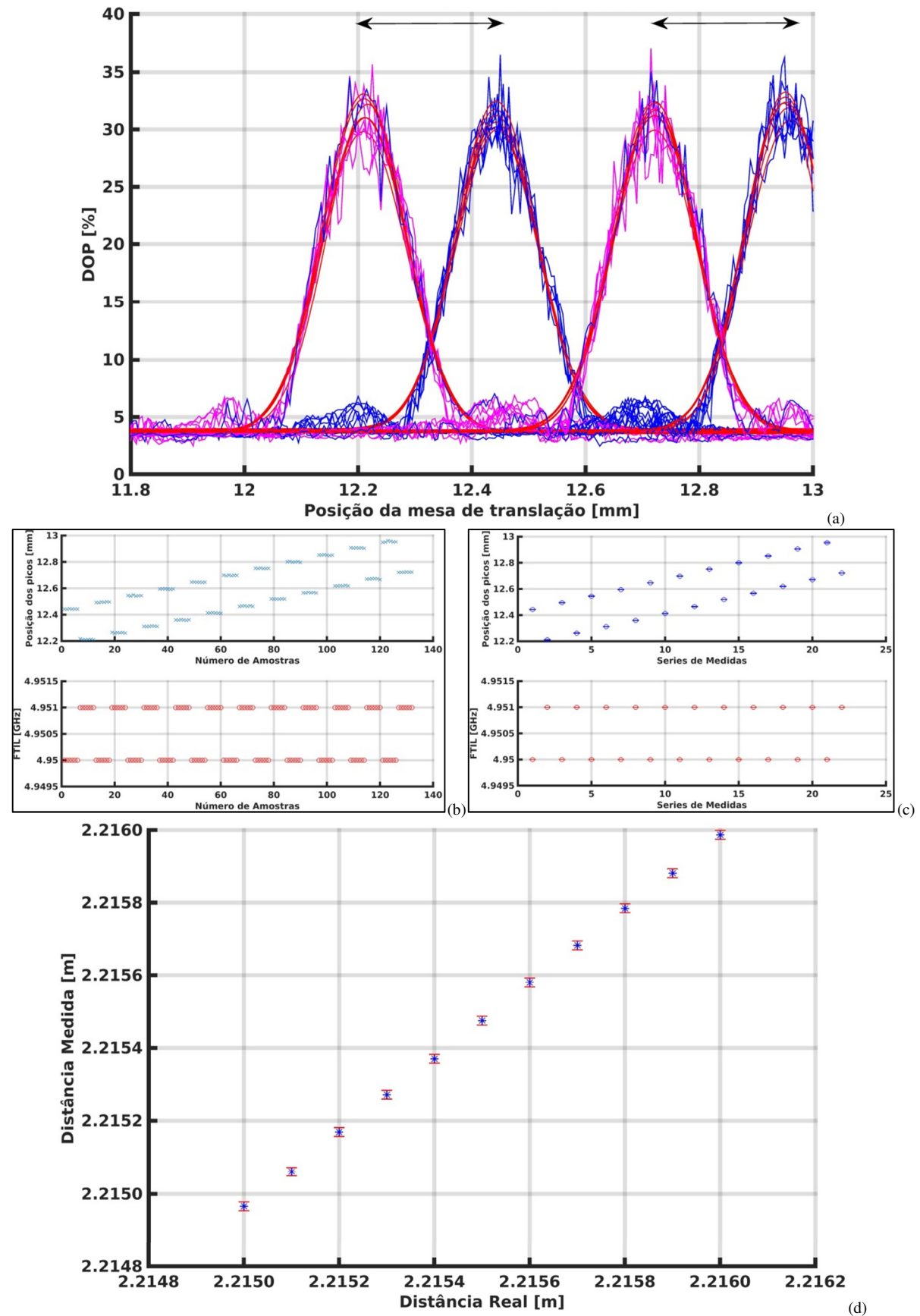


Figura 105 – Análise da sensibilidade do sistema de metrologia. (a) Forma de onda obtida pelo fotodíodo para cada medida, em duas posições distintas. (b) Posição dos picos obtidos por ajuste e (c) Valor médio da posição dos picos e da FTIL. (d) Distância real versus valor medido.

7.2.Conclusões

Como síntese do capítulo da aplicação dos lasers semicondutores de modos bloqueados na técnica de metrologia de distância, há a salientar os excelentes resultados obtidos e a validação da técnica de metrologia de distâncias. O laser provou ser capaz de ser utilizado na técnica de metrologia e, assim, realizar medidas de distâncias quer em modo I, quer em modo II. Em qualquer dos modos de funcionamento, as medidas efetuadas estão dentro dos valores expectáveis.

O modo I demonstrou ser uma excelente ferramenta na realização de medidas absolutas de longa distância. Mesmo estando o laser sem qualquer tipo de estabilização, a técnica de metrologia conseguiu determinar o comprimento do braço de medida. Com o aumento da estabilidade, é expectável o aumento da precisão das medidas, facto que, foi evidente no modo II. Com o laser estabilizado, a técnica de metrologia em modo II, foi capaz de realizar medidas de curta distância, com elevada precisão, que seriam impossíveis no modo I.

Desta forma, comprovou-se neste capítulo, que os lasers de semicondutores de modos bloqueados são alternativas aos lasers tradicionais em sistemas de metrologia e que, com a necessária estabilidade, são capazes de obter medidas com a precisão requerida.

8. Conclusão Geral

Em laboratórios, na indústria ou na investigação são necessários sistemas de medição de distâncias, e em especial na indústria aeroespacial, em que a tendência é realizar um instrumento composto por várias aeronaves, existe a necessidade de se conhecer/controlar a distância entre elas. Sistemas de metrologia baseados em RF são amplamente usados, contudo a sua precisão é reduzida (milímetros/centímetros) mas são fundamentais nas fases de manobra e navegação para manutenção da formação. Quando os requisitos em termos de distância e avaliação de atitude relativa são mais exigentes, a solução tem que ser suportada por sistemas de base óptica.

Existem atualmente diversas soluções baseadas em lasers que cumprem esse requisito mas, como no caso de laser Nd:YAG NPRO, resultam em soluções volumosas, pesadas e que consomem bastante energia, i.e., com fator SWaP elevado. Por outro lado, sistemas em que o âmago são os semicondutores que possuem características muito atrativas como da reduzida dimensão, o reduzido peso e o reduzido consumo energético, enfrentam desafios tecnológicos que necessitam ser ultrapassados para afirmar a sua utilização no Espaço e neste sentido existe, por parte ESA, um esforço continuado em incrementar o seu nível de maturidade tecnológica.

Os lasers de semicondutores de modos bloqueados, que surgiram nas últimas décadas, podem ser usados em diversos sistemas de interesse como base para osciladores elétricos, referências ópticas e sobretudo, em sistemas de metrologia de distância. As potencialidades neste último campo de aplicação são diversas e destas, a técnica de medição de distâncias por varrimento da frequência do trem de impulsos laser é, em nossa opinião, de todas as técnicas, a que mais se adequa a este tipo de laser. No entanto, estes lasers carecem da necessária estabilidade para efetuar medições absolutas de longa distância com elevada precisão.

O objetivo deste trabalho visou não só o estudo dos lasers de semicondutores de modos bloqueados mas também das várias técnicas de estabilização que lhe são aplicadas, quer passivas quer ativas. Para o sistema de metrologia de distância considerado neste trabalho, além dos requisitos de estabilidade intrínseca é necessário também garantir alguma capacidade de variação da frequência de repetição de impulsos sem degradar as características de estabilidade em frequência ou de outras propriedades do trem de impulsos.

Em termos dos requisitos funcionais deste tipo de lasers não foi avaliada qualquer especificação mais associada a alguns fatores críticos para a certificação dos dispositivos para

a sua utilização no espaço, nomeadamente as associadas à resiliência deste tipo de lasers face à radiação cósmica. No entanto, dadas as reduzidas dimensões destes lasers, é considerada viável a utilização de blindagens específicas para redução do impacto da radiação cósmica na *performance* e tempo de vida deste tipo de emissores.

Dos lasers estudados, um de emissão vertical e dois de emissão transversal, conseguiu-se demonstrar que estes lasers podem ser considerados, de um modo geral, excelentes candidatos para soluções de metrologia no Espaço. As principais conclusões deste estudo, tendo em mente o objetivo, são as seguintes:

❖ A forma de bombeamento do laser de emissão vertical (VECSEL), o bombeamento óptico, não apresentou as características necessárias para aplicações no Espaço. O principal fator da sua desaprovação é o seu reduzido tempo de vida. Será, no entanto, possível que os lasers de emissão vertical possam vir a ser usados em aplicações no Espaço se se considerarem diferentes esquemas de bombeamento, nomeadamente o bombeamento elétrico. De todos os lasers estudados, é o que possui menor complexidade eletrónica mas carece de robustez. O seu difícil alinhamento pode ser uma desvantagem para aplicações no Espaço, por ser sujeito a vibrações e acelerações elevadas na ocasião do lançamento.

❖ Ambos os lasers de emissão transversal apresentaram excelentes resultados pelo que se pode afirmar que são candidatos viáveis para serem utilizados em aplicações no Espaço. Demonstraram ser componentes bastante robustos e com elevado tempo de vida. O laser de secção única possui maior potência do que o de secção dupla, em virtude de todo o elemento de ganho ser utilizado para amplificar a radiação. No entanto, o de secção dupla é o melhor candidato devido à forma como os impulsos são gerados. O elemento saturável cria impulsos mais uniformes do que a compensação da dispersão pela fibra.

❖ Com as técnicas de estabilização estudadas é possível obter o nível de estabilidade necessário para aplicações de longa distância com elevadas precisões.

▪ A técnica que apresentou melhores resultados é a do modo híbrido, que provou que o requisito da estabilidade do laser pode ser alcançado, se a estabilidade da fonte de RF for da mesma ordem grandeza da requerida para a precisão desejada. Além disso, esta técnica permite variar a frequência do trem de impulsos do laser, parâmetro essencial para realizar medidas em modo I.

▪ Embora tenha sido implementada mas não experimentada, a técnica de estabilização baseada em PLL, pode apresentar resultados válidos em termos de estabilização. Por analogia, se um oscilador elétrico pode ter a sua estabilidade melhorada através da malha de captura de fase, é plausível que o mesmo possa acontecer com o laser, dentro de uma gama de frequências compatível com a técnica de medida. Complementarmente, esta técnica permite variar a frequência do trem de impulsos.

▪ A técnica de estabilização por realimentação óptica não apresentou resultados satisfatórios neste trabalho, devido ao tipo de laser em que foi aplicada, o laser de secção única. A ausência de impulsos na cavidade e na realimentação pode ser a causa da sua falta de aumento da estabilidade.

❖ No que se refere ao detetor de correlação e lembrando que a forma do impulso não é relevante para a técnica metrológica mas sim a localização do pico máximo, foram obtidos excelentes resultados com o detetor baseado no grau de polarização, DOP, em contraste com as soluções mais tradicionais baseadas na geração da 2ª harmónica.

❖ Quer a nível de simulação, quer a nível de resultados experimentais, foi possível verificar que este tipo de lasers, com o nível de estabilidade na frequência de repetição de impulsos obtida, permite implementar a técnica de metrologia de distância baseado no varrimento de frequência de repetição e conseguir níveis de incerteza na medição de distâncias compatíveis com os requisitos básicos da formação em voo.

❖ É importante ainda salientar que, durante todo este processo de avaliação e medição das propriedades destes tipos de laser, juntamente com vários aparatos experimentais para implementação da técnica de medida, foi desenvolvido e implementado um conjunto muito relevante de dispositivos, técnicas e montagens laboratoriais de suporte ao trabalho experimental, que permitiu aumentar o conhecimento ao nível da instrumentação requerida para este tipo de sistemas.

8.1.Trabalho Futuro

A evolução tecnológica a nível do desenvolvimento de novos dispositivos é galopante, pelo que, mesmo durante o período em que decorreram os trabalhos experimentais, foram aparecendo novos dispositivos de semicondutores com potencial elevado para sistemas de metrologia de distância para o Espaço.

Como este trabalho se concentrou na estabilização de lasers de semicondutores de modos bloqueados para utilização num sistema de metrologia, o passo seguinte será explorar os limites deste sistema, construindo um demonstrador completo que permita testar as soluções em condições operacionais relevantes. Este é, basicamente, o passo que deve ser dado em sequência para a garantir o incremento de maturidade tecnológica da técnica e consequentemente o TRL (Technology Readiness Level) respetivo.

O conhecimento adquirido e as técnicas de instrumentação implementadas em laboratório irão permitir também testar outras técnicas de estabilização, eventualmente mais exóticas, que permitirão tirar toda a vantagem deste tipo de emissores para aplicações de metrologia de distância. Como foi referido, o aparecimento de outras soluções e dispositivos permitirá alargar o leque de soluções baseada em tecnologia de semicondutor.

Um dos desafios mais recentes (de Junho de 2016), decorrente de mais um instrumento da ESA, visa precisamente estudar alternativas ao laser NPRO para outra missão de formação em voo, o sistema LISA. Aqui, exige-se desta vez, níveis de estabilização de frequência óptica e de potência ainda não atingidos por soluções em semicondutores.

Também aqui o LOLS submeteu em parceria uma proposta de solução à ESA e o autor irá certamente participar em mais uma atividade na área dos lasers de semicondutores para sistemas de metrologia de distância de alta exatidão.

9. Bibliografia

- [1] E. Murphy e E. Armandillo, «WORKSHOP - Laser diodes in space Development of semiconductor laser devices for Space applications at ESA», pp. 11–12, 2006.
- [2] A. Wicht, «Diode laser systems for precision applications on earth and in space», pp. 1–18, 2009.
- [3] P. Amaro-seoane, S. Aoudia, S. Babak, P. Binétruy, E. Berti, A. Bohé, C. Caprini, M. Colpi, N. J. Cornish, K. Danzmann, J. Dufaux, J. Gair, O. Jennrich, P. Jetzer, A. Klein, A. Petiteau, E. K. Porter, B. F. Schutz, A. Sesana, e R. Stebbins, «Doing science with eLISA: Astrophysics and cosmology in the millihertz regime».
- [4] M. C. E. Huber, A. Pauluhn, e J. G. Timothy, *Observing Photons in Space*, n. 1926. 2013.
- [5] M.-C. Amann, T. Bosch, M. Lescure, R. Myllylä, e M. Rioux, «Laser ranging: a critical review of usual techniques for distance measurement», *Opt. Eng.*, vol. 40, n. 1, p. 10, 2001.
- [6] W. Stone, M. Juberts, N. Dagalakis, e J. Stone, «Performance analysis of next-generation LADAR for manufacturing, construction, and mobility». p. 198, 2004.
- [7] D. Dupuy e M. Lescure, «Improvement of the FMCW Laser Range-Finder by an APD Working as an Optoelectronic Mixer», *Ieee Trans. Instrum. Meas.*, vol. 51, n. 5, pp. 1010–1014, 2002.
- [8] H. Matsumoto, K. Minoshima, e S. Telada, «High-precision long-distance measurement using a frequency comb of a femtosecond mode-locked laser», *Proc. SPIE*, vol. 5190. pp. 308–315, 2003.
- [9] K. Minoshima e H. Matsumoto, «High-accuracy measurement of 240-m distance in an optical tunnel by use of a compact femtosecond laser.», *Appl. Opt.*, vol. 39, n. 30, pp. 5512–5517, 2000.
- [10] K. Meiners-Hagen, R. Schödel, F. Pollinger, e a. Abou-Zeid, «Multi-Wavelength Interferometry for Length Measurements Using Diode Lasers», *Meas. Sci. Rev.*, vol. 9, n. 1, pp. 16–26, 2009.
- [11] S. Hyun, Y.-J. Kim, Y. Kim, e S.-W. Kim, «Absolute distance measurement using the frequency comb of a femtosecond laser», *CIRP Ann. - Manuf. Technol.*, vol. 59, n. 1, pp. 555–558, 2010.
- [12] S. a S. Melo, a. R. Do Nascimento, S. A. Cerqueira, L. H. H. Carvalho, D. M. Pataca, J. C. R. F. Oliveira, e H. L. Fragnito, «Frequency comb expansion based on optical feedback, highly nonlinear and erbium-doped fibers», *Opt. Commun.*, vol. 312, pp. 287–291, 2014.
- [13] S. A. van den Berg, S. T. Persijn, G. J. P. Kok, M. G. Zeitouny, e N. Bhattacharya, «Many-Wavelength Interferometry with Thousands of Lasers for Absolute Distance Measurement», *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, n. 18, p. 183901, 2012.
- [14] V. M. Shirasaki, «Virtually Imaged Phased Array», 1999.
- [15] S. Xiao e A. Weiner, «2-D wavelength demultiplexer with potential for ≥ 1000 channels in the C-band.», *Opt. Express*, vol. 12, n. 13, pp. 2895–2902, 2004.

- [16] H. Kikuta, K. Iwata, e R. Nagata, «Distance measurement by the wavelength shift of laser diode light.», *Appl. Opt.*, vol. 25, n. 10, p. 2976, 1986.
- [17] A. Cabral e J. Rebordão, «Accuracy of frequency-sweeping interferometry for absolute distance metrology», *Opt. Eng.*, vol. 46, n. 7, pp. 73602–73610, 2007.
- [18] A. Cabral, «Absolute distance metrology with frequency sweeping interferometry», *Proc. SPIE*, vol. 5879, p. 58790L–58790L–10, 2005.
- [19] M. Abreu, D. C. Alves, A. Cabral, e J. M. Rebordão, «Mode-locked diode laser for long distance precision metrology», *Proc. SPIE*, vol. 8001, p. 80010L–80010L–9, 2011.
- [20] D. Castro Alves, M. Abreu, A. Cabral, M. Jost, e J. M. Rebordão, «Technique for long and absolute distance measurement based in laser pulse repetition frequency sweeping», em *International Conference on Space Optics*, 2012.
- [21] M. Rumi e J. W. Perry, «Two-photon absorption: an overview of measurements and principles», *Adv. Opt. Photonics*, vol. 2, n. 4, p. 451, 2010.
- [22] Z. Wang, B. Teng, K. Fu, X. Xu, R. Song, C. Du, H. Jiang, J. Wang, Y. Liu, e Z. Shao, «Efficient second harmonic generation of pulsed laser radiation in BiB3O6 (BIBO) crystal with different phase matching directions», *Opt. Commun.*, vol. 202, n. 1–3, pp. 217–220, 2002.
- [23] J. Hu e C. Yu, «Low power autocorrelation technique based on the degree-of-polarization measurement», *Opt. Commun.*, vol. 283, n. 24, pp. 4928–4932, 2010.
- [24] F. Träger, *Springer Handbook of Lasers and Optics*, vol. 72. Springer, 2007.
- [25] Y. Ding, M. A. Cataluna, D. Nikitichev, I. Krestnikov, D. Livshits, e E. Rafailov, «Broad repetition-rate tunable quantum-dot external-cavity passively mode-locked laser with extremely narrow radio frequency linewidth», *Appl. Phys. Express*, vol. 4, n. 6, pp. 2–4, 2011.
- [26] B. Rudin, V. J. Wittwer, D. J. H. C. Maas, M. Hoffmann, O. D. Sieber, Y. Barbarin, M. Golling, T. Südmeyer, e U. Keller, «High-power MIXSEL: an integrated ultrafast semiconductor laser with 6.4 W average power.», *Opt. Express*, vol. 18, n. 26, pp. 27582–27588, 2010.
- [27] M. Mangold, V. J. Wittwer, C. a. Zaugg, S. M. Link, Matthias Golling, B. W. Tilma, e U. Keller, «Femtosecond pulses from a modelocked integrated external-cavity surface emitting laser (MIXSEL)», *Opt. Express*, vol. 21, n. 21, p. 24904, 2013.
- [28] Y. Arakawa e H. Sakaki, «Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 40, n. 11, pp. 939–941, 1982.
- [29] «1987-Ultralow-threshold graded-index separate-confinement single quantum well buried heterostructure lasers with high reflectivity coatings.pdf». .
- [30] P. Finch, P. Blood, P. M. Smowton, a. Sobiesierski, R. M. Gwilliam, e I. O’Driscoll, «Femtosecond pulse generation from a two-section mode-locked quantum-dot laser using random population», *SPIE Photonics West 2014-OPTO Optoelectron. Devices Mater.*, vol. 9002, p. 90020E, 2014.

- [31] M. DiDomenico, «Small-signal analysis of internal (coupling-type) modulation of lasers», *J. Appl. Phys.*, vol. 35, n. 10, pp. 2870–2876, 1964.
- [32] L. E. Hargrove, R. L. Fork, e M. a. Pollack, «Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 5, n. 1, pp. 4–5, 1964.
- [33] E. Hase, K. Sato, e T. Yasui, «*In vivo* visualization of collagen fiber produced by cultured osteoblasts using sensitive second-harmonic-generation microscopy equipped with a 10-fs mode-locked Ti:sapphire laser», vol. 9329, p. 93292Q, 2015.
- [34] P. P. Vasil'ev, «Ultrashort pulse generation in diode lasers», *Optical and Quantum Electronics*, vol. 24, n. 8. pp. 801–824, 1992.
- [35] G. J. McDonald, «Optical sampling and metrology using a soliton-effect compression pulse source», 2010.
- [36] F. X. Kärtner, I. D. Jung, e U. Keller, «Soliton mode-locking with saturable absorbers», *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 2, n. 3, pp. 540–556, 1996.
- [37] L. Song, X. Shi, W. Xue, Z. Li, e G. Zhou, «Analysis on femtosecond pulses generated by passively mode-locked lasers with higher-order effects», *Opt. Commun.*, vol. 246, n. 4–6, pp. 495–503, 2005.
- [38] F. X. Kurtner, J. a. Der Au, e U. Keller, «Mode-locking with slow and fast saturable absorbers-what's the difference?», *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 4, n. 2, pp. 159–168, 1998.
- [39] J. D. Schmidt, *Numerical simulation of optical wave propagation with examples in MATLAB*. SPIE Press, 2010.
- [40] S. Witte, «Terawatt-intensity few-cycle laser pulses», 2007.
- [41] Y.-F. Chen, J. Jiang, e D. J. Jones, «Remote distribution of a mode-locked pulse train with sub 40-as jitter.», *Opt. Express*, vol. 14, n. 25, pp. 12134–12144, 2006.
- [42] Z. Wei, H. Han, W. Zhang, Y. Zhao, J. Zhu, H. Teng, e Q. Du, «Measurement and Control of Carrier-Envelope Phase in Femtosecond Ti : sapphire Laser», *Adv. Solid-State Lasers Dev. Appl.*, n. February, pp. 301–318, 2010.
- [43] D. J. Jones, S. a Diddams, J. K. Ranka, a Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, e S. T. Cundiff, «Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis», *Science (80-.)*, vol. 288, n. 5466, pp. 635–639, 2000.
- [44] J. C. Wang, C. K. Sun, e J. K. Wang, «Nonlinear pulse-shaping phenomena of semiconductor saturable absorber mirror», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, n. 23, pp. 1–3, 2006.
- [45] M. a Lombardi, «NIST Time and Frequency Services», *Nist Spec. Publ.*, p. 80, 2002.
- [46] A. Note, «AND8459 / D Basics of Clock Jitter», pp. 1–5, 2010.
- [47] J. W. M. Rogers e C. Plett, *Radio Frequency Integrated Circuit Design*. 2010.
- [48] L. a. Jiang, M. E. Grein, H. a. Haus, e E. P. Ippen, «Noise of mode-locked semiconductor lasers», *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 7, n. 2, pp. 159–167, 2001.
- [49] D. W. Allan, «Statistics of atomic frequency standards», *Proc. IEEE*, vol. 54, n. 2, pp.

- 221–230, 1966.
- [50] R. E. Barber, «Short-Term Frequency Stability of Precision Oscillators and Frequency Generators», *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 50, n. 3, pp. 881–915, 1971.
 - [51] a. Singh, «Free charge carrier induced refractive index modulation of crystalline silicon», *Gr. IV Photonics (GFP), 2010 7th IEEE Int. Conf.*, vol. 2, n. 4, pp. 102–104, 2010.
 - [52] F. Lelarge, B. Dagens, J. Renaudier, R. Brenot, A. Accard, F. van Dijk, D. Make, O. Le Gouezigou, J.-G. Provost, F. Poingt, J. Landreau, O. Drisse, E. Derouin, B. Rousseau, F. Pommereau, e G.-H. Duan, «Recent advances on InAs/InP Quantum Dash based semiconductor lasers and optical amplifiers operating at 1.55 μ m», *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 13, n. 1, pp. 111–124, 2007.
 - [53] R. Arkhipov, A. Pimenov, M. Radziunas, D. Rachinskii, A. G. Vladimirov, D. Arsenijević, H. Schmeckeber, e D. Bimberg, «Hybrid mode locking in semiconductor lasers: Simulations, analysis, and experiments», *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 19, n. 4, 2013.
 - [54] D. C. Alves, M. Abreu, A. Cabral, e J. M. Rebordão, «Effect of master oscillator stability over pulse repetition frequency on hybrid semiconductor mode-locked laser», *Laser Phys. Lett.*, vol. 12, n. 4, p. 45001, 2015.
 - [55] E. Sooudi, C. De Dios, J. G. McInerney, G. Huyet, F. Lelarge, K. Merghem, R. Rosales, A. Martinez, A. Ramdane, e S. P. Hegarty, «A novel scheme for two-level stabilization of semiconductor mode-locked lasers using simultaneous optical injection and optical feedback», *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 19, n. 4, 2013.
 - [56] N. Rebrova, T. Habruseva, G. Huyet, e S. P. Hegarty, «Stabilization of a passively mode-locked laser by continuous wave optical injection», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, n. 10, 2010.
 - [57] F. Quinlan, S. Gee, S. Ozharar, e P. J. Delfyett, «Greater Than 20-dB Supermode Noise Suppression and Timing Jitter Reduction Via CW Injection of a Harmonically Mode-Locked Laser», *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 19, n. 16, pp. 1221–1223, 2007.
 - [58] Z. Ahmed, H. F. Liu, D. Novak, Y. Ogawa, M. D. Pelusi, e D. Y. Kim, «Locking characteristics of a passively mode-locked monolithic DBR laser stabilized by optical injection», *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 8, n. 1, pp. 37–39, 1996.
 - [59] E. Sooudi, S. Sygletos, A. D. Ellis, G. Huyet, J. G. McInerney, F. Lelarge, K. Merghem, R. Rosales, A. Martinez, A. Ramdane, e S. P. Hegarty, «Optical Frequency Comb Generation Using Mode-Locked Lasers : Properties and Applications», *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 48, n. 10, pp. 1327–1338, 2012.
 - [60] W. Lee, M. Mielke, S. Etemad, e P. J. Delfyett, «Subgigahertz channel filtering by optical heterodyne detection using a single axial mode from an injection-locked passively mode-locked semiconductor laser», *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 16, n. 8, pp. 1945–1947, 2004.
 - [61] S. Gee, S. Ozharar, J. J. Plant, P. W. Juodawlkis, e P. J. Delfyett, «Intracavity dispersion effect on timing jitter of ultralow noise mode-locked semiconductor based external-cavity laser.», *Opt. Lett.*, vol. 34, n. 3, pp. 238–240, 2009.

- [62] M. Costa E Silva, A. Lagrost, L. Bramerie, M. Gay, P. Besnard, M. Joindot, J. C. Simon, A. Shen, e G. H. Duan, «Up to 427 GHz all optical frequency down-conversion clock recovery based on quantum-dash Fabry-Perot mode-locked laser», *J. Light. Technol.*, vol. 29, n. 4, pp. 609–615, 2011.
- [63] X. S. Yao, L. Davis, e L. Maleki, «Coupled optoelectronic oscillators for generating both RF signal and optical pulses», *J. Light. Technol.*, vol. 18, n. 1, pp. 73–78, 2000.
- [64] O. Solgaard e K. Y. Lau, «Optical feedback stabilization of the intensity oscillations in ultrahigh-frequency passively modelocked monolithic quantum-well lasers», *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 5, n. 11, pp. 1264–1267, 1993.
- [65] K. Merghem, R. Rosales, S. Azougui, a. Akrou, a. Martinez, F. Lelarge, G. H. Duan, G. Aubin, e a. Ramdane, «Low noise performance of passively mode locked quantum-dash-based lasers under external optical feedback», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, n. 13, pp. 13–16, 2009.
- [66] M. Haji, L. Hou, a. E. Kelly, J. Akbar, J. H. Marsh, J. M. Arnold, e C. N. Ironside, «High frequency optoelectronic oscillators based on the optical feedback of semiconductor mode-locked laser diodes», vol. 20, n. 3, pp. 3268–3274, 2012.
- [67] M. F. Laser, E. Yoshida, e M. Nakazawa, «Measurement of the Timing Jitter and Pulse Energy Fluctuation of a PLL Regeneratively», *Photonics Technol. Lett. IEEE*, vol. 11, n. 5, pp. 548–550, 1999.
- [68] H. Dong, W. Jiutao, R. Quansheng, e Z. Jianye, «Analysis of Long-Term Phase-Locking Technique for Mode-Locked Laser With PID Regulator», *Quantum Electron. IEEE J.*, vol. 48, n. 7, pp. 839–846, 2012.
- [69] E. J. Saarinen, R. Herda, e O. G. Okhotnikov, «Dynamics of pulse formation in mode-locked semiconductor disk lasers», *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 24, n. 11, p. 2784, 2007.
- [70] O. E. Martinez, «Matrix formalism for dispersive laser cavities», *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, n. 3, pp. 296–300, 1989.
- [71] H. Kogelnik e T. Li, «Laser Beams and Resonators», *Proc. IEEE*, vol. 54, n. 10, pp. 1312–1329, 1966.
- [72] N. Anscombe, «Join up the quantum dots», *Nat. Photonics*, vol. 1, n. 7, pp. 360–361, 2007.
- [73] Y. Ding, M. a Cataluna, D. Nikitichev, M. Ruiz, M. Tran, Y. Robert, a Kapsalis, H. Simos, C. Mesaritakis, T. Xu, P. Bardella, M. Rossetti, I. Krestnikov, D. Livshits, I. Montrosset, D. Syvridis, M. Krakowski, e E. Rafailov, «High peak-power picosecond pulse generation at cavity mode-locked laser and tapered optical amplifier», *Opt. Express*, vol. 20, n. 13, pp. 14308–14320, 2012.
- [74] E. U. Rafailov, M. A. Cataluna, e W. Sibbett, «Mode-locked quantum-dot lasers», *Nat. Photonics*, vol. 1, n. 7, pp. 395–401, Jul. 2007.
- [75] J.-H. Chung e A. Weiner, «Ambiguity of ultrashort pulse shapes retrieved from the intensity autocorrelation and the power spectrum», *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 7, n. 4, pp. 656–666, 2001.
- [76] P. P. Vasil'ev, I. H. White, e J. Gower, «Fast phenomena in semiconductor lasers»,

- Reports Prog. Phys.*, vol. 63, n. 12, pp. 1997–2042, 2001.
- [77] J. P. A. Pérez, S. C. Pueyo, e B. C. López, «Automatic Gain Control: Techniques and Architectures for RF Receivers», p. 148, 2011.
 - [78] J. Zhong, «PID controller tuning: A short tutorial», *Purdue Univ.*, 2006.
 - [79] M. Faugeron, F. Lelarge, M. Tran, Y. Robert, E. Vinet, A. Enard, J. Jacquet, e F. Van Dijk, «High peak power, narrow RF linewidth asymmetrical cladding quantum-dash mode-locked lasers», *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 19, n. 4, 2013.
 - [80] R. Rosales e K. Merghem, «InAs/InP Quantum-Dot Passively Mode-Locked Lasers for 1.55- μ m Applications», *Selected Topics in ...*, vol. 17, n. 5. pp. 1292–1301, 2011.
 - [81] W. Tianliang, C. Minghua, C. Hongwei, e X. Shizhong, «Millimeter-wave signal generation using four-wave mixing effect in SOA», *OFC/NFOEC 2007 - Opt. Fiber Commun. Natl. Fiber Opt. Eng. Conf. 2007*, pp. 6–8, 2007.
 - [82] S. Fedderwitz, «Generation of Frequency Tunable and Low Phase Noise Micro- and Millimeter-Wave Signals using Photonic Technologies», Universität Duisburg-Essen, 2015.
 - [83] M. J. Connelly, *Semiconductor by Optical Amplifiers*. Kluwer Academic Publishers, 2004.
 - [84] K. Sato, «Optical Pulse Generation Using Fabry – Pérot Lasers Under Continuous-Wave Operation», *Quantum*, vol. 9, n. 5, pp. 1288–1293, 2003.
 - [85] Y. Nomura, S. Ochi, N. Tomita, K. Akiyama, T. Isu, T. Takiguchi, e H. Higuchi, «Mode locking in Fabry-Perot semiconductor lasers», *Phys. Rev. A*, vol. 65, n. 4, pp. 1–11, 2002.
 - [86] C. Gosset, K. Merghem, A. Martinez, G. Moreau, G. Patriarche, G. Aubin, J. Landreau, F. Lelarge, e A. Ramdane, «Sub-Picosecond Pulse Generation at 134 GHz Using a Quantum Dash-Based Fabry-Perot Laser Emitting at 1.56 μ m», em *Optical Fiber Communication Conference*, 2006, p. OThG1.
 - [87] C. Kistner, T. Heindel, C. Schneider, a Rahimi-Iman, S. Reitzenstein, S. Höfling, e a Forchel, «Demonstration of strong coupling via electro-optical tuning in high-quality QD-micropillar systems.», *Opt. Express*, vol. 16, n. 19, pp. 15006–15012, 2008.
 - [88] R. Rosales, S. G. Murdoch, R. T. Watts, K. Merghem, A. Martinez, F. Lelarge, A. Accard, L. P. Barry, e A. Ramdane, «High performance mode locking characteristics of single section quantum dash lasers», *Opt. Express*, vol. 20, n. 8, p. 8649, 2012.
 - [89] H. J. Caulfield, D. Chowdhury, a K. Majumdar, G. Marowsky, M. Nakazawa, M. W. Sigrist, e C. G. Someda, *Optical and Fiber*. Springer, 2007.
 - [90] M. Schultz, O. Prochnow, A. Ruehl, D. Wandt, D. Kracht, S. Ramachandran, e S. Ghalmi, «Sub-60-fs ytterbium-doped fiber laser with a fiber-based dispersion compensation.», *Opt. Lett.*, vol. 32, n. 16, pp. 2372–2374, 2007.
 - [91] J. Vac, J. Electron, J. Appl, J. Appl, J. Cryst, e S. Commun, «1-55|im WAVELENGTH TUNABLE FBH-DBR LASER», vol. 23, n. 7, pp. 325–327, 1987.
 - [92] S. Li e K. T. Chan, «Electrical wavelength tunable and multiwavelength actively mode-

locked fiber ring laser», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, n. 16, pp. 1954–1956, 1998.

